

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel MATHIOT

1^{re} THÈSE

Étude expérimentale du terme isotrope
de la tension de radiation acoustique dans un gaz

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 1966 devant la Commission d'examen :

MM. LUCAS	}	<i>Président</i>
GAUTHIER		<i>Examineurs</i>
Mme COUTURE		

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1966

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel MATHIOT



1^{re} THÈSE

Étude expérimentale du terme isotrope
de la tension de radiation acoustique dans un gaz

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 1966 devant la Commission d'examen :

MM. LUCAS	<i>Président</i>
GAUTHIER	} <i>Examineurs</i>
Mme COUTURE	

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1966

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

PRENANT	T Anatomie et histologie comparées.	CHOUARD	T Physiologie végétale.	GERMAIN	T Mécan. théor. des fluides.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés.	MALAVARD	T Aviation (Techn. Aéronaut.).	G. LUCAS	T Géologie.
PRÉVOST	T Chimie organique.	BRELOT	T Analyse supérieure.	ALLARD	T Chimie physique.
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	NORMANT	T Synthèse organique.	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales.
TEISSIER	T Zoologie.	BÉNARD	T Chimie minérale.	BRICARD	T Météorologie.
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	DUGUÉ	T Statistique.	M ^{me} ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie.
MONNIER	T Physiologie générale.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.	M. JULIA	T Etudes des mol. naturelles complexes.
PIVETEAU	T Paléontologie.	ULRICH	T Physiol. végétale appl.	MAGAT	T Physico-chimie des rayonnements.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	KIRRMANN	T Théories chimiques.	M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	CHADEFAUD	T Botanique.	MONOD	T Chimie du métabolisme.
LAFFITTE	T Chimie générale.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiol. de la nutrition.	DE POSSEL	T Analyse numérique.
N... ..	T Géométrie supérieure.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.	CHARLOT	T Chimie analytique.
COULOMB	T Physique du Globe.	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.	M. CHATELET	T Chimie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T Biol. animale (S.P.C.N.).	EHRESMANN	T Topologie algébrique.	MATTLER	T Physique (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).	BOUSSIÈRES	T Radiochimie.
ROCQUET	T Zoologie.	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{me} COUTURE	T Thermodynamique et mécanique physique.
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	DODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).	FRANC	T Biol. animale (P.C.B.).
EPHROSSI	T Génétique.	PISOT	T Techniques mathématiques de la physique.	SCHNELL	T Botanique tropicale.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	ROCH	T Géologie.	STOLKOWSKI	T Physiologie générale.
R. LUCAS	T Recherches physiques.	SCHATZMANN	T Astrophysique.	ACHER	T Chimie biol.
A. THOMAS	T Biologie cellulaire.	TERMIER	T Géologie générale.	BAUDOIN	T Biologie animale (P.C.B.).
MORAND	T Physique Enseignement.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.	BEAUMONT	T Biologie animale (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	LENUIER	T Physique (M.G.P.).	BLAMONT	T Géophysique ionosphère.
FORTIER	T Mécanique expér. des fluides.	ROUTIER	T Géologie appliquée.	BOUREAU	T Botanique.
DRACH	T Zoologie.	M ^{me} TONNELAT	T Physique théorique.	D. CURIE	T Physique (M.G.P.).
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).	DURAND-DELSA	T Géologie.
GAILLEN	T Embryologie.	SOUCHAY	T Chimie générale.	HELLER	T Physiologie végétale.
EICHORN	T Botanique.	AIGRAIN	T Electrotechnique.	TORTRAT	T Calcul des probabilités.
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	BRUSSET	T Chimie systématique.	CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.).
M ^{me} CAUCHOIS	T Chimie physique.	M. LÉVY	T Physique théorique des hautes énergies.	MAGNAN	T Physique électricité.
THELLIER	T Physique du Globe.	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire.
PONCIN	T Mécanique générale.	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).	M ^{me} FOURCROY	T Biol. végét. (S.P.C.N.).
DU BREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	M ^{me} CHROQUET	T Chimie générale.	BRUHAT	T Mécanique analytique et mécanique céleste.
QUELET	T Chimie organique.	BRUN	T Mécan. des fluides I.	M ^{me} VEIL	T Physiologie générale.
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.).	LWOFF	T Microbiologie.
CHAMPETIER	T Chimie macromoléc..	M ^{me} LELONG	T Mathémat. II (E.N.S.).	SIESTRUNK	T Mécan. phys. et expér.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	COTTE	T Géologie (S.P.C.N.).	CABANNES	T Mécanique générale.
JUNG	T Géologie.	J.-E. DUBOIS	T Physique électricité.	CAIRE	T Géographie phys. et Géol. dynamique.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	LAMOTTE	T Chimie organique.	COMOLET	T Mécanique des fluides.
WIEMAN	T Chimie org. et structurale.	OLMER	T Zoologie (E.N.S.).	DELLOURE	T Physique de l'exosphère.
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	GAUTHIER	T Energétique générale.	HOULLON	T Biologie animale (P.C.B.).
DESTOUCHES	T Théories physiques.	BARCHIEWITZ	T Mécanique appliquée.	OLIVIER	T Anthropologie.
AMIEL	T Chimie générale.	BUSER	T Chimie physique.	SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. Jeunes filles).
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	BRUSSEL	T Physique atomique.	THIERY	T Mécanique céleste.
J.-P. MATHIEU	T Physique (Optique).	CHAMUS	T Physique atomique.	ABELES	T Physique (S.P.C.N.).
COUTEAUX	T Cytologie.	CURDEN	T Physiologie comparée.	AMAT	T Thermodynamique.
CHOQUET	T Théorie des fonct. et topologie.	M ^{me} CHARNIAUX-COTTON	T Physiologie végétale.	AUBOIN	T Géologie.
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	POSSOMPES	T Minéralogie et Cristallographie.	M ^{me} BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucl. et radioactivité.
JOST	T Physiologie comparée.	PULLMANN	T Evolution des êtres organisés.	BOUGIS	T Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
FORTET	T Calcul des probabilités et physique mathématique.	TEILLAC	T Zoologie.	BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.).
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.	VILLE	T Chimie quantique.	DEHEUVELS	T Mathématiques prop.
		WILLEMART	T Physique nucléaire et Radioactivité.	FURON	T Géologie (S.P.C.N.).
		FREYMAN	T Économétrie.	M ^{me} GANS	T Génétique.
		ROLLET	T Chimie (P.C.B.).	GENEVES	T Biologie végétale (P.C.B.).
		M ^{lle} JOSIEN	T Recherches physiques.	GUILBERT	T Physique (C.U.S., Orléans).
		CHEVALLEY	T Chimie minérale.		
			T Chimie (S.P.C.N.).		
			T Géométrie algébrique et théorie des groupes.		

PROFESSEURS (suite)

HUPE	T	Pétrographie.	ARNOUS	T	Physique théorique.	RIGAUDY	Chimie (S.P.C.N.).
HOLLANDE	T	Biologie générale.	TATIBOUET		Chimie (C.S.U., Orléans).	SIGWALT	Chimie (S.P.C.N.).
LIONS	T	Analyse numérique.	MALLIAVIN	T	Mathématiques propré.	FOURNET	Electricité générale.
MAITTE	T	Chimie organique.	GAUDEMAR		Chimie propré.	COLLONGUES	Chimie (C.P.E.M.).
NICOLAS		Géologie appliquée.	BROUSSE	T	Mécanique théorique.	DUBERT	Biochimie.
PANIGEL		Biologie générale.	ROSCH	T	Astronomie.	F. MOREL	Physiologie comparée.
RAVIER		Pétrographie.	GUY	T	Physique expérimentale.	TALBOT	Génétique chimique.
ROSEAU	T	Mécanique théoriq. des fluides.	LAZARD		Mathématiques (M.P.C.).	M ^{me} NOUGAREDE ..	Botanique
ROUBINE		Électronique.	P. MOREL		Physique (M.P.C.).	FRANÇOIS	Zoologie.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.).	ARSAC		Programmation.	IVANOFF	Océanographie physique.
UEBERSFELD	T	Electronique.	LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).	CADIOT	Chimie organique.
YVON	T	Théories physiques.	CHAPEVILLE		Biochimie.	BARUCH	Physique propédeutique.
HERVÉ	T	Mathématiques	BENOIT		Physique (C.P.E.M.).	NOZIÈRES	Physique générale.
M ^{me} PECKER-			RIO		Chimie (C.P.E.M.).	BOK	Physique propédeutique.
WIMEL	T	Astrophysique.	JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).	SLONIMSKI	Génétique.
BALKANSKY		Physique (M.P.C.).	G. PRÉVOST		Biologie (C.P.E.M.).	KRASNER	T Mathématiques.
LE CORRE	T	Electricité.	P. FAVARD		Biologie (C.P.E.M.).	BENZECRI	T Statistiques.
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).	M ^{me} FICINI		Chimie (C.P.E.M.).	VINH MAU	Physique (M.G.P.).
ECHALIER	T	Biologie animale (P.C.B.).	LEQUEUX		Astronomie.	DUQUESNES	Physique (C.P.E.M.).
BARRAUD		Physiologie cellulaire.	COHEN TANNOUDJI.		Physique atomique	SCHUTZENBERGER ..	Programmation.
DARS		Géologie struct. et géol. appliquée.	TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).	TRÉMILLON	Chimie (M.P.C.).
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation).	M. DURAND		Biol. animale (S.P.C.N.).	FAYARD	Chimie (M.P.C.).
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle.	PASCAUD		Physiologie.	BUVET	Chimie (C.P.E.M.).
BLAQUIÈRE		Electronique	M ^{me} PETIT		Biologie animale (C.P.E.M.).	AUTHIER	Physique (M.P.C.).
			CAGNAC		Physique agrégation	PICINBONO	T Physique (C.P.E.M.).
			FALK-VAIRANT		Physique nucléaire.	BONNEFILLE	Electrotechnique.
						M ^{me} P. ISEUX DAO..	Biologie végétale.

Secrétaire Général R. POUILLAIN

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

G. MANGENOT T	Biologie végétale.	J. ROGER T	Paléontologie.	P. SCHAEFFER T	Microbiologie.
P. JACQUINOT T	Optique.	M. LEFORT T	Chimie nucléaire.	P. DE GENNES T	Physique des solides.
A. GUINIER T	Electricité et physique des solides.	A. LAGARRIGUE ... T	Physique des hautes énergies.	M ^{me} N. MARTY	Physique propédeutique.
P. GRIVET T	Électronique.	J. JULLIEN T	Chimie structurale orga- nique.	M. GOURDIN T	Physique théorique.
A. BLANG-LAPIERRE. T	Accélérateur linéaire.	A. ARNUF T	Optique.	PÉREZ Y JORBA ...	Physique propédeutique.
P. L'HÉRITIER T	Génétique des virus.	M. ROCAULT T	Diffraction électronique.	E. GORENFLOT	Biol. végétale (S.P.C.N.).
G. LEMÉE T	Écologie végétale.	A. MARÉCHAL T	Optique théorique et appliquée.	M. RIOU T	Physique nucléaire.
A. MOYSE T	Physiologie végétale.	R. MAZET T	Mécanique générale.	R. BROUSSE T	Géologie (S.P.C.N.).
M. DODE T	Chimie thermodynamiq.	Serge DAVID T	Chimie agrégation.	C. LIORÉ T	Physiologie végétale.
J. DENY T	Mathématiques.	H. GUÉRIN T	Chimie des gaz et des combustibles.	H. CLAUSER T	Chimie biologique.
A. RIVIÈRE T	Géologie générale et sédimentologie.	L. LESIEUR T	Mathématiques (M.P.C.) et algèbre.	J. LURCAT T	Physique atomique.
A. MICHEL T	Chimie minérale.	KOURGANOFF T	Astronomie.	J. LE BERRE T	Physique propédeutique.
R. MAY T	Anatomie comparée.	P. ARNOULT T	Physique électronique.	J. LAVOREL T	Entomologie.
H. DELANGE T	Mathématiques.	J.-P. KAHANE T	Mathématiques.	P. PERIO T	Biophysique.
J. CHAPPELLE T	Physique expérimentale.	J. BROCHARD T	Physique propédeutique.	M. FÉTIZON T	Physique propédeutique.
P. LACOMBE T	Métallurgie.	M ^{me} ROIZEN T	Physique (C.P.E.M.).	M. CHEMLA T	Stereochimie.
P. BENOIT T	Physiologie générale.	E. BERTIN T	Electronique.	C. MAZIERES T	Chimie des isotopes.
J. GUNOCHET T	Biol. végét. (S.P.C.N.).	R. MALGRANGE T	Mathématiques.	M. VILKAS T	Chimie (C.P.E.M.).
A. NÉRON T	Mathématiques.	E. CORBOEUF T	Physiologie animale.	A. BLANDIN T	Physique des solides.
R. NOZERAN T	Botanique approfondie.	J. FRIEDEL T	Physique des solides.	G. BRUN T	Génétique.
R. CASTANG T	Thermodynamique.	J. CHEVAUGEON ... T	Cryptogamie.	MERCOUROFF T	Physique agrégation.
F. ELLENBERGER .. T	Géologie structurale.	P. MEYER T	Physique théorique et atomique.	J. ANDRÉ T	Microscopie électronique.
E. LEDERER T	Chimie biologique.	P. LEHMANN T	Accélérateur linéaire.	F. CHEVALLIER ... T	Physiologie animale.
J. RIZET T	Génétique.	R. CHABBAL T	Physique propédeutique.	M ^{lle} MARCOU T	Biol. cellul. (C.P.E.M.).
T. LENDER T	Biol. animale (S.P.C.N.).	J.-M. DELCROIX ... T	Physique des plasmas.	R. BOURDU T	Physiologie végétale.
G. POITOU T	Mathématiques.	J. CERF T	Mathématiques.	A. BERKALOFF	Biol. animale (C.P.E.M.).
P. FRÉON T	Chimie organique.	B. D'ESPAGNAT ... T	Physique théorique.	M ^{me} M. LEFORT ...	Biol. cellul. (C.P.E.M.).
TENNELAT T	Biol. physico-chimique.			M ^{me} LAMBERT T	Physique (C.P.E.M.).
JAN BRUNN T	Géologie historique.			J.-C. BIZOT T	Physique (M.P.C.).
M. JEAN T	Physique nucléaire.			J.-P. GUITAUD ...	Mécanique.
J. BERGERARD T	Zoologie.			B. LABOUESSE ...	Chimie (S.P.C.N.).

A MES PARENTS

A MA FEMME

M. René Lucas, Membre de l'Institut, Directeur de l'École Supérieure de Physique et Chimie, Professeur à la Sorbonne, a dirigé ce travail. Il m'a toujours donné les conseils et l'appui dont j'avais besoin ; qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je dois à la Régie Nationale des Usines Renault l'aide matérielle qui m'a permis d'effectuer cette étude ; que M. Pomey, Directeur Scientifique, MM. Chateau et Moretti trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude pour les nombreux conseils et la bienveillance qu'ils m'ont toujours témoigné.

Je remercie le Centre National d'Études des Télécommunications, en la personne de M. l'Ingénieur en Chef Chavasse, qui m'a autorisé à exécuter la plus grande partie de mes recherches au Laboratoire d'Acoustique.

Que tous les collègues et amis qui m'ont fait profiter de leur expérience acceptent le témoignage de ma gratitude ; en particulier MM. Lehmann et Brun au C. N. E. T., et M. Cohen-Hadria à la R. N. U. R.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533912_0035

DÉPARTEMENT « ACOUSTIQUE » DU LABORATOIRE
DU CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

(Directeur M.-P. CHAVASSE)

91-Palaiseau (S.-et-O.)

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU TERME ISOTROPE DE LA TENSION DE RADIATION ACOUSTIQUE DANS UN GAZ

Par

MICHEL MATHIOT

SOMMAIRE

Poursuivant les travaux de Lord Rayleigh [1] et de H. A. Lorentz [2], L. Brillouin [3] a montré que la pression hydrostatique moyenne d'un fluide homogène, isotrope, non dispersif et non absorbant, enfermé dans un récipient étanche et indéformable, augmente lorsque ce fluide est soumis à un champ d'ondes acoustiques planes, progressives ou stationnaires, de densité moyenne d'énergie W . L'élévation de pression ΔP , appelée « terme isotrope de la tension de radiation », obéit à la loi, dite de Lorentz-Brillouin :

$$\Delta P = \frac{\nu_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q W$$

(ν_0 , volume spécifique du fluide ; C , célérité du son dans le fluide ; l'indice Q indique que la dérivée $dC/d\nu$ doit être calculée en considérant une transformation adiabatique du fluide).

Lorsque le fluide est un gaz voisin de l'état parfait, on obtient la relation simple :

$$\Delta P = \frac{\gamma - 1}{2} W$$

(γ , rapport C_p/C_v des chaleurs spécifiques) que nous nous proposons de vérifier expérimentalement à l'aide d'un dispositif, conçu par R. Lucas [4], que nous avons réalisé et mis au point.

La difficulté de cette étude provient du fait que l'élévation de pression ΔP , très petite, ne devient mesurable que pour des densités d'énergie W très élevées.

Les mesures effectuées dans l'argon, l'air et le gaz carbonique montrent que, malgré une certaine dispersion due aux fluctuations de la pression atmosphérique, l'écart entre les résultats expérimentaux et les valeurs théoriques déduites de la loi de Lorentz-Brillouin est faible et que cette dernière peut être considérée comme vérifiée de façon satisfaisante.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE THÉORIQUE DU TERME ISOTROPE DE LA TENSION DE RADIATION ACOUSTIQUE

I. — Tenseur des efforts moyens exercés par une onde élastique plane dans un fluide

L. Brillouin [1] a, entre autres méthodes, utilisé la formule de Boltzmann-Ehrenfest pour calculer le tenseur T des efforts moyens qui s'exercent au sein d'un fluide parcouru par une onde élastique plane. Il obtient ainsi, dans le cas d'un fluide homogène, isotrope, non dispersif et non absorbant :

$$T = \begin{pmatrix} -W \left[1 - \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q \right] & 0 & 0 \\ 0 & W \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q & 0 \\ 0 & 0 & W \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q \end{pmatrix}$$

(en désignant, comme c'est l'usage en élasticité, une tension par une pression changée de signe).

Remarque. — L. Brillouin a également traité le cas d'un fluide dispersif ; le tenseur des efforts s'obtient alors en remplaçant, dans les expressions ci-dessus, W par WU/C (U , vitesse de groupe) et $(dC/dv)_q$ par $(\partial C / \partial v)_q$. En outre, il faut souligner que ces résultats et les conclusions auxquelles nous parviendrons dans les prochains paragraphes s'appliquent également à des ondes électromagnétiques se propageant dans un milieu matériel fluide.

Le tenseur T peut être considéré comme résultant de la somme des deux tenseurs :

$$T_1 = \begin{pmatrix} -W & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

et :

$$T_2 = \begin{pmatrix} W \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q & 0 & 0 \\ 0 & W \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q & 0 \\ 0 & 0 & W \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_q \end{pmatrix}$$

que nous allons étudier séparément dans les deux paragraphes suivants.

Cette décomposition n'est pas arbitraire car nous verrons que les efforts qui correspondent à ces deux tenseurs sont très différents, de par leur nature physique et la façon dont ils se manifestent ; elle peut, en outre, se justifier du point de vue historique par le fait que les

actions mécaniques correspondant à T_1 ont été calculées et mises en évidence expérimentalement longtemps avant celles correspondant à T_2 .

II. — Étude du tenseur T_1 ; la tension de radiation

Calculons la force $\vec{F}_1$, correspondant au tenseur T_1 , qu'exerce une onde élastique plane sur l'unité de surface d'une paroi plane, immobile au sein du fluide, dont la normale forme l'angle α avec la direction de propagation de l'onde (axe Ox).

Supposons tout d'abord la paroi parfaitement absorbante (fig. 1) ; la force $\vec{F}_1$, donné par la relation tensorielle :

$$\vec{F}_1 = T_1 \cdot \vec{n}$$

($\vec{n}$, vecteur unité porté par la normale à la paroi), est évidemment dirigée suivant Ox (puisque seule la composante t_{xx} de T_1 est différente de zéro) et sa grandeur est égale à $W \cos \alpha$. Il est plus intéressant de considérer les composantes N_1 et T_1 , respectivement normale et tangentielle à la paroi, de $\vec{F}_1$:

$$\begin{aligned} N_1 &= W \cos^2 \alpha, \\ T_1 &= W \cos \alpha \sin \alpha. \end{aligned}$$

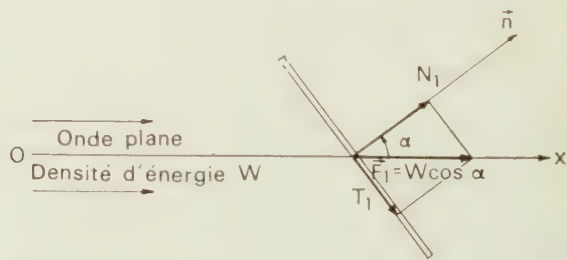


FIG. 1. — Tension de radiation exercée par une onde élastique plane sur l'unité de surface d'une paroi absorbante.

Si la paroi n'est pas parfaitement absorbante, il faut ajouter à l'effort qui vient d'être calculé, exercé par l'onde incidente, l'effort exercé par l'onde réfléchie, de densité moyenne d'énergie rW (r , coefficient de réflexion de la paroi) et dont la direction de propagation forme l'angle $(-\alpha)$ avec la normale à la paroi ; on obtient alors :

$$\begin{aligned} N_1 &= W(1 + r) \cos^2 \alpha, \\ T_1 &= W(1 - r) \cos \alpha \sin \alpha. \end{aligned}$$

Lord Rayleigh [1] (1903) découvrit cette action mécanique des ondes et calcula son expression, en utilisant plusieurs méthodes, mais il ne mit pas en évidence la nature tensorielle de l'effort $\vec{F}_1$, qu'il appelle « pression de radiation ». Comme L. Brillouin et de nombreux auteurs l'ont souligné, ce terme est très malencontreux car le mot pression doit absolument être réservé au cas où l'effort qui s'exerce sur une paroi est normal à celle-ci et indépendant de son orientation ; or, les expressions de N_1 et T_1 montrent clairement que $\vec{F}_1$ ne satisfait à aucune de ces deux conditions, même dans le cas d'une surface réfléchissante ($r = 1$) pour lequel T_1 est nul mais N_1 dépend encore de l'angle α . Cet effort est, par contre, analogue à celui qui s'exerce en un point d'un solide élastique déformé et L. Brillouin a proposé, pour cette raison, de l'appeler *tension de radiation* ; c'est cette expression que nous adopterons ici.

Lord Rayleigh expliquait l'existence de cette tension de radiation en disant que l'onde transporte une densité de quantité de mouvement égale à W/C ; elle exerce donc, par unité de surface (normale à sa direction de propagation), une poussée W sur la paroi qui l'absorbe, une poussée identique (en vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction) sur la paroi qui l'émet, une poussée $2W$ sur la paroi qui la réfléchit. Cette explication souligne clairement le fait, très important, que l'effort $\vec{F}_1$ ne se manifeste que lorsqu'il y a une discontinuité du champ, c'est-à-dire au niveau des surfaces matérielles qui limitent ce dernier.

L. Brillouin a montré que, en fait, ce n'est pas la densité de quantité de mouvement qui intervient, mais plutôt le flux de quantité de mouvement. Cependant, cette interprétation ne change en rien les conclusions que l'on vient de tirer.

Nous décrirons, dans un prochain paragraphe, un dispositif très simple qui permet de mesurer les tensions de radiation.

III. — Étude du tenseur T_2 ; le terme isotrope de la tension de radiation

Au tenseur T_2 , diagonal et dont les trois composantes sont égales, correspond un effort :

$$\vec{F}_2 = T_2 \cdot \vec{n} = -W \frac{\nu_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_q \vec{n}$$

qui est donc normal à l'élément de surface et indépendant de l'orientation de ce dernier par rapport à la direction de propagation de l'onde ; on l'appelle *terme isotrope de la tension de radiation*.

La façon dont cet effort se manifeste dépend des conditions dans lesquelles se trouve placé le fluide soumis aux ondes ; dans le cas le plus caractéristique où celui-ci est enfermé dans un récipient étanche et indéformable, le terme isotrope se traduit par une augmentation :

$$\Delta P = - \frac{\nu_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_q W \quad (1)$$

de la pression hydrostatique moyenne du fluide.

Contrairement à la tension de radiation $\vec{F}_1$, ΔP dépend donc à la fois de l'onde (densité d'énergie W) et du milieu dans lequel celle-ci se propage (par l'intermédiaire de la quantité $\frac{\nu_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_q$ qui s'exprime en fonction des paramètres de l'équation d'état du fluide).

H. A. Lorentz [2] (1917), reprenant les travaux de Rayleigh, a le premier démontré que les ondes d'agitation thermique dans un solide produisent une augmentation moyenne de pression, proportionnelle à leur densité d'énergie (cette dernière augmentant avec la température, il est ainsi possible d'expliquer les effets de dilatation par échauffements). Il faut toutefois remarquer que, dans ce cas, ΔP est égal à la somme des deux augmentations de pression ΔP_1 et ΔP_t , correspondant respectivement aux ondes longitudinales (vitesse de phase C_1 , densité d'énergie W_1) et transversales (C_t , W_t), qui sont données par des relations semblables à (1).

Ce phénomène a ensuite été minutieusement étudié par L. Brillouin [3] (1921) qui consacra son travail de thèse et une série de mémoires au calcul des efforts moyens exercés par une onde élastique plane ; il établit ainsi la nature tensorielle de ces efforts et la grande généralité de la relation (1), valable pour des ondes élastiques ou électromagnétiques se propageant dans un milieu matériel fluide, que nous appellerons *formule de Lorentz-Brillouin*.

Le terme isotrope de la tension de radiation a, depuis, suscité des études théoriques parmi lesquelles on peut citer celles de : E. Fubini-Ghiron [5] (1937), P. Westervelt [6] (1950), F. E. Borgnis [7] (1951), E. J. Post [8] (1953). Par contre, il n'a fait l'objet que de très rares travaux expérimentaux dont les résultats n'ont, d'ailleurs, pas été publiés ; cela est dû aux nombreuses difficultés que présente sa mise en évidence et, surtout, au fait qu'il n'existait pas, jusqu'à ces dernières années, de dispositif approprié. Cette étude est devenue possible depuis que R. Lucas [4] (1955) a conçu une expérience susceptible de mettre en évidence et de mesurer ce terme isotrope dans un gaz.

Notre exposé a pour but de décrire le dispositif de Lucas tel que nous l'avons réalisé et mis au point, de rendre compte des résultats des mesures effectuées dans quelques gaz et de comparer les valeurs ainsi obtenues à celles données par la formule de Lorentz-Brillouin.

L. Brillouin utilise différentes méthodes de calcul pour parvenir à la relation (1). L'une d'elles, qui fait appel à la formule de Boltzmann-Ehrenfest, a l'énorme avantage d'être rapide et très générale (puisque elle donne l'expression complète des composantes du tenseur T pour une onde plane, élastique ou électromagnétique, se propageant dans un fluide dispersif). Une autre de ces méthodes, qui consiste à conserver les termes du second

ordre dans certaines des équations fondamentales de l'acoustique, va être développée (sous une forme différente de celle que lui a donnée Brillouin) dans les pages qui suivent ; elle n'est valable que pour une onde élastique plane se propageant dans un fluide non dispersif et elle ne permet de calculer que les composantes du tenseur T_2 mais, par contre, elle analyse le mécanisme du phénomène qui donne naissance au terme isotrope ΔP et montre clairement que ce dernier est dû uniquement à la non-linéarité du milieu (c'est-à-dire à la non-linéarité de la loi $P(\rho)$ qui relie la pression hydrostatique P du fluide à sa masse spécifique ρ).

1° Calcul direct du terme isotrope ΔP . — Soit un fluide (homogène, isotrope, non dispersif et non absorbant) enfermé dans un récipient étanche et indéformable que nous supposons, pour fixer les idées, constitué par un tuyau cylindrique (section S) fermé à ses extrémités par deux plaques rigides perpendiculaires à son axe. Ce fluide est initialement immobile par rapport à un système de référence cartésien $Oxyz$ lié au tuyau (Ox étant confondu avec l'axe de ce dernier) et nous désignerons alors par P_0 sa pression hydrostatique et par ρ_0 sa masse spécifique. Nous considérerons une tranche élémentaire de fluide comprise entre deux surfaces planes (A) et (B), perpendiculaires à Ox et d'abscisses respectives x et $x + dx$; le volume de cette tranche est donc égal à $dV_0 = Sdx$.

Supposons maintenant qu'une onde acoustique plane et périodique se propage dans le tuyau, parallèlement à Ox . A un instant t donné, la surface (A) se trouve en $x + \xi(x, t)$, la surface (B) en $x + dx + \xi(x + dx, t)$ et le volume de la tranche élémentaire est donc alors égal à $dV = S(1 + \xi_x)dx$ (ξ_x désignant la dérivée partielle, par rapport à x , de l'ébranlement $\xi(x, t)$).

La plus simple des hypothèses, satisfaisant à la condition que la masse totale du fluide contenu dans le récipient est constante, consiste à supposer que la masse du fluide contenu dans la tranche élémentaire est elle-même constante ; la masse spécifique de ce fluide, à l'instant considéré, est alors égale à (en développant jusqu'au terme du 2^e ordre) :

$$\rho_L = \rho_0 dV_0 / dV = \rho_0 (1 - \xi_x + \xi_x^2)$$

(l'indice L signifie que la masse spécifique ρ est considérée du point de vue de Lagrange, comme le souligne nettement ce qui précède), d'où :

$$d\rho_L = \rho_L - \rho_0 = \rho_0 (-\xi_x + \xi_x^2). \quad (2)$$

Calculons maintenant la valeur, au même instant t , de la pression P_L du fluide contenu dans la tranche élémentaire ; celle-ci dépend des deux variables ρ_L et T (température absolue) mais, comme l'onde élastique comprime adiabatiquement le fluide, il existe une relation entre les variations $d\rho_L$ et dT , si bien que l'on peut

exprimer $dP_L = P_L - P_0$ en fonction de $d\rho_L$ seul et écrire :

$$dP_L = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_Q d\rho_L + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2P}{d\rho^2} \right)_Q d\rho_L^2 + \dots,$$

l'indice Q indiquant que les dérivées $(dP/d\rho)$ et $(d^2P/d\rho^2)$ doivent être calculées en considérant une transformation adiabatique du fluide.

La relation :

$$\left(\frac{dP}{d\rho} \right)_Q = C^2,$$

valable pour un fluide quelconque, nous permet d'écrire :

$$dP_L = C^2 d\rho_L + C \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q d\rho_L^2,$$

soit, en remplaçant $d\rho_L$ par son expression (2) et en ne conservant que les termes du premier et du second ordre :

$$dP_L = \rho_0 C^2 \left\{ -\xi_x + \left[1 + \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \right] \xi_x^2 \right\}. \quad (3)$$

Ces variations $d\rho_L$ et dP_L sont inaccessibles à l'expérience ; la seule grandeur que l'on puisse mesurer est l'excès de pression en un point fixe par rapport au système de référence. Nous sommes ainsi conduits à effectuer une transformation classique en mécanique rationnelle : le passage des coordonnées de Lagrange aux coordonnées d'Euler. Une fonction continue $\Phi(x, t)$, représentant une propriété quelconque du fluide, égale à Φ_L lorsqu'on la considère du point de vue de Lagrange, devient égale à :

$$\Phi_E = \Phi_L - \xi \frac{\partial \Phi_L}{\partial x}$$

quand on la considère du point de vue d'Euler (cette transformation est valable jusqu'aux termes du second ordre en ξ ou en ses dérivées).

Les relations (2) et (3) nous donnent immédiatement les expressions des variations eulériennes de la masse spécifique et de la pression du fluide, provoquées par l'onde :

$$d\rho_E = \rho_0 (-\xi_x + \xi_x^2 + \xi \xi_{xx}), \quad (4)$$

$$dP_E = \rho_0 C^2 \left\{ -\xi_x + \left[1 + \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \right] \xi_x^2 + \xi \xi_{xx} \right\}; \quad (5)$$

nous ne considérerons plus, désormais, que leurs valeurs moyennes par rapport au temps, que nous désignerons par :

$$\overline{dP_E} \quad \text{et} \quad \overline{d\rho_E}.$$

La question qui se pose alors est de savoir si $\overline{dP_E}$ correspond bien à la variation réelle de pression que l'on peut mesurer à l'aide d'un manomètre relié au récipient. Il est évident que non, du moins dans le cas général d'un ébranlement $\xi(x, t)$ quelconque, car les expressions (4) et (5) sont incompatibles avec l'hypothèse d'un

fluide enfermé dans un récipient étanche et indéformable. En effet :

— la quantité $\overline{dP}_E^t$ dépend certainement de l'abscisse x , or la pression hydrostatique moyenne du fluide doit obligatoirement être la même en tous les points du récipient ;

— la seule façon correcte d'exprimer que le fluide est enfermé dans un récipient étanche et indéformable est celle qui consiste à écrire que sa masse spécifique moyenne, dans le temps et dans l'espace, est égale à la valeur initiale ρ_0 ; or, ici, il n'y a aucune raison pour que :

$$\overline{d\rho}_E^{t,x} = \frac{1}{LT} \int_0^L \int_0^T d\rho_E dx dt$$

(T, période ; L, longueur du tuyau) soit nul.

Ces deux résultats inacceptables ont été obtenus parce que nous avons supposé que la masse du fluide contenu dans la tranche élémentaire était constante ; cette hypothèse, suffisante en acoustique classique, est manifestement fausse lorsqu'on s'intéresse aux quantités du second ordre. En effet, considérons trois tranches élémentaires de fluide, contiguës et d'abscisses respectives $x - dx$, x , $x + dx$, et supposons que la pression moyenne $\overline{P}_E^t(x) = P_0 + \overline{dP}_E^t(x)$ augmente, dans cette région, en même temps que x ; il est bien évident que la tranche du milieu (x) va recevoir une certaine masse de fluide de la tranche ($x + dx$), fournir une autre masse à la tranche ($x - dx$), de telle façon que la pression hydrostatique moyenne totale soit la même dans les trois tranches et, en étendant ce raisonnement à l'ensemble du fluide soumis aux ondes, la même en tous les points du récipient.

Nous écrivons donc :

$$\rho_L = \rho_0 \frac{dV_0}{dV} + d\rho(x),$$

la variation supplémentaire $d\rho(x)$ de masse spécifique ne dépendant que de x (et non du temps), ce qui est évident puisqu'elle est due aux variations de $\overline{dP}_E^t$ qui ne dépend que de x . Il est essentiel de remarquer que ce transfert de masse doit avant tout être considéré comme une réaction du fluide à l'égard de la contrainte $\overline{dP}_E^t$ que l'onde lui fait subir.

La variation moyenne totale $\overline{\delta\rho}^t$, au point d'abscisse x , de la masse spécifique du fluide soumis aux ondes est donc égale à :

$$\overline{\delta\rho}^t = \overline{d\rho}_E^t + d\rho(x) \quad (6)$$

et est, en général, une fonction de x .

A la variation $d\rho(x)$ de masse spécifique correspond une variation $dP(x)$ de la pression hydrostatique du fluide qui, le phénomène étant toujours adiabatique, est donnée par la relation :

$$dP(x) = C^2 d\rho(x).$$

Cette variation de pression s'ajoute à celle, $\overline{dP}_E^t$, produite directement par l'onde et la variation totale de la pression hydrostatique moyenne du fluide (celle que l'on mesurera à l'aide d'un manomètre relié au tuyau) est égale à :

$$\Delta P = \overline{dP}_E^t + C^2 d\rho(x). \quad (7)$$

Ces équations étant posées, considérons un ébranlement $\xi(x, t)$ donné qui se propage au sein du fluide ; les relations (4) et (5) nous permettent de calculer $\overline{d\rho}_E^t$ et $\overline{dP}_E^t$ et il nous reste donc, pour connaître ΔP , à déterminer $d\rho(x)$. Il suffit pour cela d'exprimer les deux conditions suivantes :

a) la quantité $\overline{\delta\rho}^{t,x}$, moyenne dans le temps et dans l'espace de la variation totale de la masse spécifique du fluide, est nulle (récipient étanche et indéformable) :

$$\overline{\delta\rho}^{t,x} = \overline{d\rho}_E^{t,x} + \overline{d\rho(x)}^x = 0,$$

b) la quantité ΔP est une constante indépendante de x .

Ces deux conditions sont compatibles entre elles puisque, pour une onde donnée, la condition (b) permet de déterminer $d\rho(x)$ à une constante additive près qui sera ensuite fixée par la condition (a).

Nous obtenons finalement :

$$\Delta P = \overline{dP}_E^{t,x} - C^2 \overline{d\rho}_E^{t,x}, \quad (8)$$

soit, en remplaçant $\overline{dP}_E^{t,x}$ et $\overline{d\rho}_E^{t,x}$ par leurs expressions (4) et (5) :

$$\Delta P = \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \rho_0 C^2 \overline{\xi_x}^{2t,x}.$$

Or, la densité moyenne d'énergie acoustique W d'une onde plane se propageant dans un fluide quelconque est donnée par la relation :

$$W = \rho_0 C^2 \overline{\xi_x}^{2t,x}, \quad (9)$$

et nous avons donc, en fin de compte :

$$\Delta P = \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q W.$$

Nous retrouvons ainsi la formule de Lorentz-Brillouin (1) (car $\rho = 1/\nu$ et, par conséquent :

$$\rho_0 (dC/d\rho)_Q = -\nu_0 (dC/d\nu)_Q),$$

dont la grande généralité est prouvée par la concordance des résultats fournis par deux méthodes aussi différentes que celle basée sur la formule de Boltzmann-Ehrenfest et celle qui vient d'être exposée.

Nous allons maintenant, en guise d'application, étudier les deux types d'ondes planes les plus importants : les ondes progressives et stationnaires sinusoïdales.

a) **Onde progressive sinusoïdale.** — L'ébranlement est de la forme :

$$\xi = \xi_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{C} \right)$$

et l'on a donc :

$$\bar{\xi}_x^t = 0, \quad \bar{\xi}_x^{2t} = -\bar{\xi}_{xx}^t = \frac{1}{2} \xi_0^2 \frac{\omega^2}{C^2}, \quad W = \frac{1}{2} \rho_0 \xi_0^2 \omega^2.$$

Les relations (4), (5) et (8) nous donnent alors :

$$\bar{d\rho}_E^t = 0, \quad \Delta P = \bar{dP}_E^t = \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q W :$$

la formule de Lorentz-Brillouin se trouve donc vérifiée sans même qu'il soit besoin de prendre la valeur moyenne, par rapport à x , de $\bar{dP}_E^t$. Ce résultat très simple est dû au fait que $\bar{dP}_E^t$ ne dépend pas de x et que $\bar{d\rho}_E^t$ est nul ; l'onde ne provoque par conséquent aucun transfert de matière au sein du fluide et la variation $d\rho(x)$ de masse spécifique est donc identiquement nulle.

b) **Onde stationnaire sinusoïdale.** — Ce type d'onde est plus intéressant que le précédent. L'ébranlement est de la forme :

$$\xi = \xi_0 \sin \frac{\omega x}{C} \sin \omega t ;$$

on en déduit que :

$$\bar{\xi}_x^t = 0, \quad \bar{\xi}_x^{2t} = \frac{1}{2} \xi_0^2 \frac{\omega^2}{C^2} \cos^2 \frac{\omega x}{C},$$

$$\bar{\xi}_{xx}^t = -\frac{1}{2} \xi_0^2 \frac{\omega^2}{C^2} \sin^2 \frac{\omega x}{C}, \quad W = \frac{1}{4} \rho_0 \xi_0^2 \omega^2.$$

Les relations (4) et (5) nous donnent alors :

$$\bar{d\rho}_E^t = \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\omega x}{C} \right) \frac{2W}{C^2}$$

et :

$$\bar{dP}_E^t = \left\{ \left[2 + \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \right] \cos^2 \frac{\omega x}{C} - 1 \right\} 2W.$$

Nous avons donc, là encore :

$$\bar{d\rho}_E^{t,x} = 0, \quad \Delta P = \bar{dP}_E^{t,x} = \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q W.$$

Mais nous nous trouvons ici dans le cas général où $\bar{dP}_E^t$ dépend de l'abscisse x ; il se produit donc une variation supplémentaire $d\rho(x)$ de la masse spécifique du fluide, que nous calculons en écrivant que la somme $\bar{dP}_E^t + C^2 d\rho(x)$ est une constante indépendante de x et égale à ΔP :

$$d\rho(x) = \left[2 + \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \right] \left[1 - 2 \cos^2 \frac{\omega x}{C} \right] \frac{W}{C^2}.$$

La variation totale $\bar{\delta\rho}^t$ de la masse spécifique est donc égale à :

$$\bar{\delta\rho}^t = \bar{d\rho}_E^t + d\rho(x) = \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q \left[1 - 2 \cos^2 \frac{\omega x}{C} \right] \frac{W}{C^2}$$

et l'on vérifie bien que sa valeur moyenne, par rapport à x , est nulle.

Les courbes $\bar{d\rho}_E^t$, $d\rho(x)$, $\bar{\delta\rho}^t$, $\bar{dP}_E^t$ et $dP(x)$ sont représentées, en fonction de l'abscisse x (cette dernière variant d'une demi-longueur d'onde), sur les figures 2 et 3. Nous avons pris, à titre indicatif, les valeurs numériques suivantes : $C = 34.10^3$ cm/sec (ce qui correspond à la célérité du son dans l'air, dans les conditions normales de température et de pression), $\frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q = 0,2$ (ce qui correspond, comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, à un gaz diatomique), $W = 115$ C. G. S. (ce

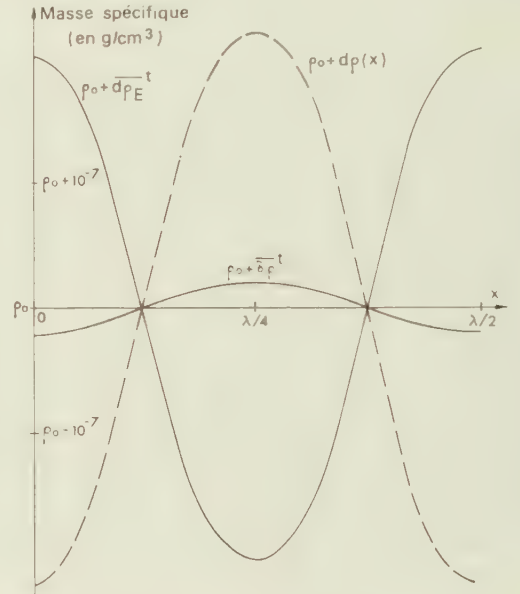


FIG. 2. — Variations moyennes de la masse spécifique d'un fluide produites par une onde stationnaire plane et sinusoïdale.

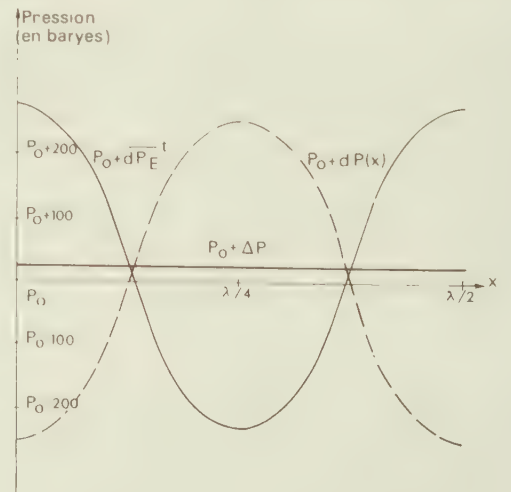


FIG. 3. — Variations moyennes de la pression d'un fluide produites par une onde stationnaire plane et sinusoïdale.

qui correspond, dans l'air, à une intensité sonore de 156 dB).

Remarque. — Les ondes progressives et stationnaires sinusoïdales conduisent au résultat $\overline{d\rho_E^{t,x}} = 0$ et la relation générale (8) se réduit alors à $\Delta P = \overline{dP_E^{t,x}}$. Cette relation se retrouve, seule, dans certains travaux relatifs au terme isotrope de la tension de radiation mais leurs auteurs, ne traitant généralement que le cas des ondes sinusoïdales, parviennent néanmoins au résultat correct (formule de Lorentz-Brillouin).

2° Autres manifestations du terme isotrope. — Nous verrons plus loin que, dans le dispositif de Lucas, le volume et la masse du fluide soumis aux ondes ne sont pas constants ; nous allons donc examiner rapidement, sur deux exemples, la façon dont se manifeste le terme isotrope lorsque ce fluide n'est pas enfermé dans un récipient étanche et indéformable.

a) Supposons tout d'abord que la pression hydrostatique du fluide soit (au moyen, par exemple, d'une colonne liquide se déplaçant dans un tube horizontal) maintenue constamment égale à sa valeur initiale (en l'absence d'ondes) P_0 (fig. 4). Le terme isotrope de la tension de radiation se manifeste alors par une variation $\Delta\rho$ de la masse spécifique moyenne du fluide soumis aux ondes (région I, volume V_I) donnée par la relation générale :

$$\Delta\rho = -\rho_0\chi\Delta P = \frac{\chi}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q W,$$

qui dépend, par l'intermédiaire du coefficient de compressibilité χ du fluide, des conditions thermodynamiques (isotherme ou adiabatique) dans lesquelles s'effectue la détente. Une masse :

$$\Delta m = V_I \Delta\rho = -V_I \rho_0 \chi \Delta P$$

de fluide est rejetée hors de la région I et passe dans la région II (volume V_{II}) où il n'y a pas d'ondes ; le ménisque de la colonne liquide se déplace alors de a (position initiale) en b et l'augmentation de volume ΔV correspondante est proportionnelle à ΔP et au volume V_I mais ne dépend pas du volume V_{II} .

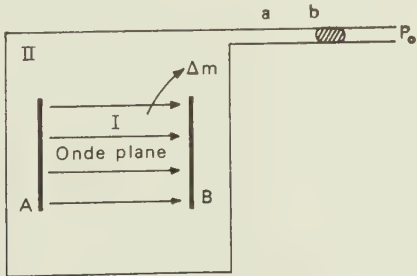


FIG. 4. — La pression du fluide soumis aux ondes est maintenue constamment égale à la pression extérieure P_0 .

b) Considérons, pour terminer, le cas où une région seulement (volume V_I) d'un fluide, contenu dans un récipient étanche et indéformable (volume $V_I + V_{II}$), est soumise aux ondes. Lorsqu'on établit le champ acoustique, une masse δm de fluide passe de V_I dans V_{II} de façon à rétablir l'égalité des pressions dans ces deux régions ; la pression hydrostatique moyenne du fluide augmente de δP ($\delta P < \Delta P$) et la masse spécifique moyenne diminue de $\delta\rho_I$ ($\delta\rho_I < \delta\rho$) dans la région I, augmente de $\delta\rho_{II}$ dans la région II. Ces quantités δP , $\delta\rho_I$, $\delta\rho_{II}$ dépendent évidemment des volumes V_I et V_{II} ainsi que de la nature thermodynamique des parois de la cuve ; dans le cas particulier, qui se présentera dans la suite de ce travail, où le fluide est un gaz voisin de l'état parfait et où la cuve est une enceinte diatherme, on établit aisément les relations :

$$\delta P = \frac{V_I}{V_I + V_{II}} \Delta P = \frac{V_I}{V_I + V_{II}} \frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\rho} \right)_Q W, \quad (10)$$

$$\delta\rho_I = -\frac{\delta m}{V_I} = -\frac{V_{II}}{V_I + V_{II}} \frac{\rho_0}{P_0} \Delta P,$$

et :

$$\delta\rho_{II} = \frac{\delta m}{V_{II}} = \frac{V_I}{V_I + V_{II}} \frac{\rho_0}{P_0} \Delta P.$$

IV. — Ordre de grandeur du terme isotrope ΔP ; expression de la formule de Lorentz-Brillouin dans un gaz

Il nous faut tout d'abord expliciter la quantité $\frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q$ en fonction des paramètres de l'équation d'état du fluide ; pour cela, nous considérerons le cas général d'un fluide quelconque, ce qui nous permettra de calculer l'ordre de grandeur du terme isotrope dans un gaz et dans un liquide et de déterminer ainsi dans lequel de ces deux fluides le phénomène sera le plus nettement mis en évidence.

La vitesse de phase C d'une onde élastique dans un fluide non dispersif dépend des deux variables indépendantes P (pression) et T (température absolue) ; on peut donc écrire :

$$\left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q = \left(\frac{dC}{dP} \right)_T \left(\frac{dP}{d\nu} \right)_Q + \left(\frac{dC}{dT} \right)_P \left(\frac{dT}{d\nu} \right)_Q.$$

Les équations différentielles des adiabatiques du fluide nous donnent :

$$\left(\frac{dP}{d\nu} \right)_Q = -\gamma \left(\frac{dT}{d\nu} \right)_P \left/ \left(\frac{dT}{dP} \right)_P \right.$$

et :

$$\left(\frac{dT}{d\nu} \right)_Q = -(\gamma - 1) \left(\frac{dT}{d\nu} \right)_P;$$

soit, en introduisant les coefficients de dilatation :

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_P$$

et d'augmentation de pression $\beta = \frac{1}{P_0} \left(\frac{dP}{dT} \right)_v$ du fluide :

$$\left(\frac{dP}{dv} \right)_Q = - \frac{\gamma P_0 \beta}{v_0 \alpha}, \quad \left(\frac{dT}{dv} \right)_Q = - \frac{\gamma - 1}{v_0 \alpha}.$$

Le premier de ces deux quotients différentiels peut encore se simplifier, compte tenu de la relation :

$$C^2 = \frac{\gamma v_0 P_0 \beta}{\alpha};$$

il vient ainsi :

$$\left(\frac{dP}{dv} \right)_Q = - \frac{C^2}{v_0^2}.$$

L'expression de $(dC/dv)_Q$ s'écrit alors :

$$- \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_Q = \frac{C}{v_0} \left(\frac{dC}{dP} \right)_T + \frac{\gamma - 1}{\alpha C} \left(\frac{dC}{dT} \right)_P \quad (11)$$

et il faut, pour poursuivre les calculs, traiter séparément le cas d'un gaz et celui d'un liquide.

a) Cas d'un gaz. — Supposons le gaz voisin de l'état parfait ; son équation d'état :

$$Pv = rT$$

nous donne :

$$\alpha = \beta = \frac{1}{T_0}, \quad C^2 = \gamma r T_0,$$

d'où l'on tire :

$$\left(\frac{dC}{dP} \right)_T = 0, \quad \left(\frac{dC}{dT} \right)_P = \frac{C}{2T_0},$$

et, par conséquent :

$$- \frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_Q = \frac{\gamma - 1}{2}.$$

Ainsi, pour une valeur donnée de la densité moyenne d'énergie vibratoire W , le terme isotrope de la tension de radiation :

$$\Delta P = \frac{\gamma - 1}{2} W \quad (12)$$

ne dépend que de la constante γ du gaz, c'est-à-dire de son atomicité (γ est égal à 1,66 pour un gaz monoatomique, à 1,40 pour un diatomique, à 1,30 pour un triatomique).

Nous verrons plus loin qu'il est possible d'obtenir, dans un gaz tel que l'air et dans les conditions normales de température ($T_0 \sim 290^\circ \text{ K}$) et de pression ($P_0 \sim 10^6$ baryes), des densités moyennes d'énergie W de l'ordre de 100 C. G. S. (qui correspondent donc à des intensités sonores I voisines de 155 dB au-dessus du niveau de référence $10^{-16} \text{ W/cm}^2 = 10^{-9}$ C. G. S. et à des pressions acoustiques efficaces de l'ordre de 10 000 baryes). Le terme isotrope ΔP sera donc égal, d'après (12) (en prenant $\gamma = 1,40$), à environ 20 baryes.

b) Cas d'un liquide. — Ce cas est plus difficile à étudier car on ne connaît pas l'équation d'état d'un liquide. Il faut donc calculer numériquement le second membre de la relation (11) après avoir relevé dans les tables de constantes l'ordre de grandeur des diverses quantités qui y figurent ; ainsi, dans les conditions normales de température et de pression :

— le volume spécifique v_0 est de l'ordre de $1 \text{ cm}^3/\text{g}$ ($v_0 = 1$ pour l'eau, $v_0 = 1,6$ pour l'éther de pétrole, l'un des liquides les plus légers, $v_0 = 0,0735$ pour le mercure), donc environ 1 000 fois plus élevé que celui d'un gaz ;

— le coefficient de dilatation α est de l'ordre de $10^{-3} (^\circ \text{ K})^{-1}$ ($\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3}$ pour l'éther de pétrole, $\alpha = 0,18 \cdot 10^{-3}$ pour le mercure), donc légèrement plus petit que celui d'un gaz ($\alpha \sim 3,6 \cdot 10^{-3}$) ; l'eau présente une anomalie, α étant négatif entre 0° et 4° C , positif au-dessus de 4° C ;

— le rapport γ est de l'ordre de 1,20 ($\gamma = 1,14$ pour le mercure, $\gamma = 1,40$ pour l'éther), donc du même ordre de grandeur que pour un gaz ; l'eau à 4° C , pour laquelle $\gamma = 1$, fait là encore exception ;

— la vitesse de phase C dans un liquide est de l'ordre de 10^5 cm/sec ($C = 145 \cdot 10^3$ pour l'eau à 15° C , $C = 125 \cdot 10^3$ pour le benzène, $C = 96 \cdot 10^3$ pour le chloroforme), donc légèrement supérieure à la vitesse du son dans un gaz ;

— C augmente en même temps que la pression hydrostatique P ; la quantité $(dC/dP)_T$ (qui, pour un gaz parfait, est nulle) est donc positive et de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm/sec/barye}$ (Biquard [9]) ($2 \cdot 10^{-5}$ pour l'eau à 16° C , $4 \cdot 10^{-5}$ pour le benzène) ;

— suivant les liquides, la vitesse C augmente ou diminue lorsque la température T augmente ; ainsi, on trouve que $(dC/dT)_P \sim + 3,3 \text{ cm/sec/deg}$ pour l'eau ($C = 1398 \cdot 10^3 + 3,28 \cdot 10^3 \cdot (T - 273)$ entre 13° et 21° C), $(dC/dT)_P \sim - 3,4 \cdot 10^3$ pour l'alcool éthylique, $(dC/dT)_P \sim - 5,7 \cdot 10^3$ pour le benzène.

Dans ces conditions, le premier terme, $\frac{C}{v_0} \left(\frac{dC}{dP} \right)_T$, du second membre de la relation (11) est de l'ordre de 3 ; le second terme, $\frac{\gamma - 1}{\alpha C} \left(\frac{dC}{dT} \right)_P$, est positif ou négatif (sauf pour l'eau où il est nul puisque $\gamma - 1 = 0$) mais sa valeur absolue est voisine de l'unité. Ainsi, on peut conclure cette estimation grossière en disant que la quantité $\frac{v_0}{C} \left(\frac{dC}{dv} \right)_Q$ est, pour un liquide, environ 10 fois plus élevée que pour un gaz.

Remarque. — Il est intéressant de constater que le terme $\frac{C}{v_0} \left(\frac{dC}{dP} \right)_T$, qui est nul dans le cas d'un gaz, semble au contraire être prépondérant dans le cas d'un liquide.

On sait qu'il est possible de produire dans un liquide des pressions acoustiques très élevées qui ne sont limitées que par les phénomènes de cavitation et qui, lorsque la pression hydrostatique du fluide est égale à

la pression atmosphérique (comme nous l'avons supposé jusqu'ici), pourront atteindre 950 000 baryes. A une telle pression acoustique correspond, dans l'eau ($\rho_0 = 1 \text{ g/cm}^3$, $C = 15 \cdot 10^4 \text{ cm/sec}$), une densité moyenne d'énergie vibratoire :

$$W = (950\,000)^2 / 2 \cdot 1 \cdot (15 \cdot 10^4)^2 \approx 20 \text{ C. G. S.}$$

Ainsi, contrairement à une opinion couramment admise, les densités moyennes d'énergie qu'il est possible d'obtenir (dans les conditions normales de température et de pression) dans un liquide et dans un gaz sont du même ordre de grandeur (cela provient du fait que la quantité $\rho_0 C^2$, qui figure dans l'expression de W , est environ 10^4 fois plus élevée dans un liquide que dans un gaz).

En fin de compte, le terme isotrope ΔP dans un liquide pourra atteindre une quarantaine de baryes et sera donc légèrement plus grand (environ 2 fois) que dans un gaz.

Mais, et ceci est essentiel, nous verrons plus loin qu'il est pratiquement impossible de mesurer directement cette élévation de pression ΔP car un dispositif dans lequel la masse et le volume du fluide soumis aux ondes resteraient constants est difficilement concevable ; le dispositif d'étude du terme isotrope se compose essentiellement d'une cuve étanche et indéformable, contenant le fluide, reliée à un micromanomètre différentiel et nous démontrerons que, quel que soit le type de ce dernier, la déviation de son organe indicateur n'est pas proportionnelle à ΔP mais à la quantité $V_0 \chi_T \Delta P$ (V_0 , volume occupé par le fluide soumis aux ondes). Par conséquent, pour un volume V_0 et un micromanomètre donnés, le terme isotrope se manifestera beaucoup plus nettement dans un gaz ($\chi_T \sim 10^{-6}$ baryes $^{-1}$) que dans un liquide ($\chi_T \sim 10^{-10}$ baryes $^{-1}$) ; la question que nous nous sommes posés au début de ce paragraphe est ainsi définitivement réglée et nous opérerons donc dans un gaz.

Revenons alors à la relation (12) qui n'est valable que pour un gaz parfait et essayons de déterminer l'erreur que nous commettrons en l'appliquant à un gaz réel ; pour cela, calculons la quantité $\frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q$ dans le cas d'un gaz obéissant à l'équation d'état de Van der Waals :

$$\left(P + \frac{a}{\nu^2} \right) (\nu - b) = rT.$$

Les calculs de α , χ_T , C , $(dC/dP)_T$, $(dC/dT)_P$, ne présentent pas de difficulté et la relation (11) nous donne (compte tenu du fait que, dans les conditions normales de température et de pression, les quantités $a/P_0 \nu_0^2$ et b/ν_0 sont très petites devant l'unité) :

$$-\frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q = \frac{\gamma - 1}{2} + \left(\frac{b}{\nu_0} - \frac{a}{P_0 \nu_0^2} \right).$$

Posons $-\frac{\rho_0}{C} \left(\frac{dC}{d\nu} \right)_Q = A$ et évaluons l'écart relatif :

$$\frac{A_{\text{v.d.W.}} - A_{\text{parfait}}}{A_{\text{parfait}}} = \frac{2 \left(\frac{b}{\nu_0} - \frac{a}{P_0 \nu_0^2} \right)}{\gamma - 1}.$$

Dans les conditions normales, la quantité $a/P_0 \nu_0^2$ est négligeable devant b/ν_0 qui, elle-même, est de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-3}$ pour la plupart des gaz ; d'autre part, $\gamma - 1$ varie entre 0,6 (gaz monoatomique) et 0,3 (gaz triatomique). Ainsi, l'erreur commise en utilisant la relation (12) est, au plus, de l'ordre de 1 p. 100, donc, comme nous le verrons plus loin, tout à fait négligeable devant les erreurs d'expérience.

En résumé, c'est donc cette relation (12) :

$$\Delta P = \frac{\gamma - 1}{2} W$$

forme particulière de la formule de Lorentz-Brillouin (1), que nous nous proposons de vérifier expérimentalement dans quelques gaz.

Le calcul de l'ordre de grandeur du terme isotrope ΔP dans un gaz, effectué au début de ce paragraphe, nous montre immédiatement deux des difficultés qui se présenteront :

- production, dans un gaz, d'ondes acoustiques planes de grande intensité ;
- mesure des petites variations de la pression hydrostatique de ce gaz.

V. — Mise en évidence des efforts moyens, anisotrope et isotrope, exercés par une onde élastique plane ; principe du dispositif d'étude du terme isotrope de la tension de radiation acoustique dans un gaz.

Il apparaît nettement, dans les paragraphes II et III, que les deux composantes de l'effort moyen exercé par une onde élastique plane se manifestent de façons très différentes : le terme isotrope (effort $\vec{F}_2$) s'exerce au sein même du fluide soumis aux ondes, tandis que la tension de radiation (effort $\vec{F}_1$) ne s'exerce que sur une surface matérielle limitant le champ acoustique. Nous allons préciser cette différence fondamentale sur quelques exemples et nous verrons alors qu'il est possible, en pratique, de mettre en évidence séparément ces deux composantes au moyen de dispositifs qui, dans leurs principes, sont très simples.

Considérons tout d'abord le dispositif, appelé « pendule à tension de radiation », qui est représenté sur la figure 5. Une palette circulaire (généralement réfléchissante) est fixée à l'une des extrémités d'une tige rigide suspendue à un fil de torsion. Un contrepoids équilibre la palette et maintient la tige en position horizontale.

Un petit miroir, collé sur le fil, permet d'observer par une méthode optique les rotations de ce pendule.

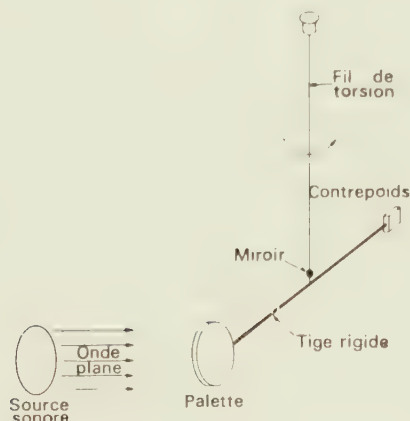


FIG. 5. — Pendule à tension de radiation.

Lorsqu'une onde plane frappe la palette, elle exerce sur celle-ci une force qui tend à faire tourner le pendule. On tord alors l'extrémité supérieure du fil jusqu'à ce que la palette soit revenue à sa position initiale; il suffit de connaître la constante de torsion du fil, la géométrie du dispositif et l'angle dont on a fait tourner le fil pour pouvoir calculer la valeur de la composante normale à la palette de la force exercée par l'onde.

Calculons la force que l'onde exerce sur la palette. Cette dernière, qu'elle soit réfléchissante ou absorbante, constitue une frontière du champ acoustique et est donc soumise, par unité de surface, à la tension de radiation $\vec{F}_1$. Par contre, quelle que soit la façon dont on opère, la palette doit être parfaitement libre dans ses déplacements et ne peut, par conséquent, constituer l'une des parois d'un récipient étanche dans lequel serait enfermé le fluide soumis aux ondes (c'est-à-dire le fluide situé devant la palette); nous nous trouvons donc toujours dans l'un des deux derniers cas étudiés à la fin du paragraphe III. Si la pression du fluide est maintenue constamment égale à la pression extérieure, le terme isotrope (qui se manifeste par une variation Δp de la masse spécifique du fluide soumis aux ondes) n'exerce aucune action mécanique sur la palette. Si le fluide, la source sonore et le pendule sont enfermés dans

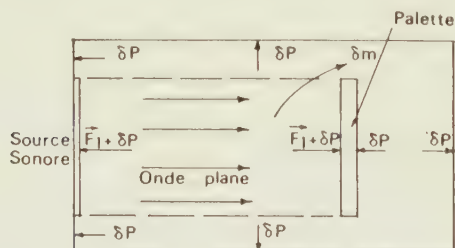


FIG. 6. — Le pendule à tension de radiation est insensible au terme isotrope.

un récipient étanche et indéformable (fig. 6), une masse δm de fluide passe derrière la palette lorsque nous établissons le champ acoustique et la pression hydrostatique augmente de δP ($\delta P < \Delta P$) dans tout le récipient; la résultante des forces de pression qui s'exercent sur la palette est donc nulle.

En résumé, la palette n'est soumise qu'à la tension de radiation $\vec{F}_1$, d'où le nom donné au pendule. Ce dispositif permet de mesurer des efforts très inférieurs à 1 dyne/cm²; il fut utilisé par P. Langevin (1915) pour mettre en évidence les ondes ultra-sonores émises par un quartz vibrant, ainsi que par de nombreux expérimentateurs étudiant la propagation des ultra-sons dans les liquides et les gaz.

Il faut alors concevoir un dispositif qui, à l'inverse du pendule à tension de radiation, permette de mesurer uniquement le terme isotrope.

Il serait théoriquement possible de séparer le terme isotrope et la tension de radiation en jouant sur l'anisotropie de cette dernière. Considérons en effet un récipient étanche et indéformable, que nous supposons cylindrique, contenant un fluide au sein duquel on produit des ondes acoustiques planes dont la direction de propagation coïncide avec l'axe du tuyau (fig. 7). Les parois de ce récipient limitent à la fois le champ acoustique et le fluide et les ondes exercent donc, par unité de surface, des forces égales à $\vec{F}_1 + \Delta P$ sur les deux bases, à ΔP sur la paroi latérale. Introduisons dans le tuyau une capsule manométrique reliée à un manomètre placé à l'extérieur (une telle capsule se présente sous la forme d'un boîtier cylindrique très plat dont l'une des bases se déforme sous l'action des forces de pression auxquelles elle est soumise); si cette capsule est orientée de façon que son axe soit perpendiculaire à celui du tuyau (fig. 7), elle ne perturbe pas le champ acoustique et, aucune tension de radiation ne s'exerçant sur elle ($\vec{F}_1 = 0$ quand $\alpha = \pi/2$), n'est soumise qu'au terme isotrope ΔP que l'on pourrait ainsi mesurer directement. En réalité, il est impossible de procéder de cette façon car il n'existe pas de capsules manométriques qui soient, à la fois, assez petites pour ne pas perturber le champ acoustique

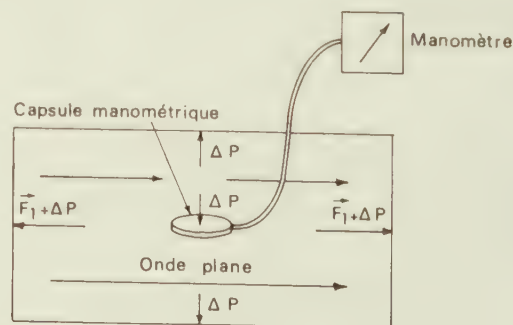


FIG. 7. — La capsule manométrique n'est soumise qu'au terme isotrope ΔP .

dans la cuve et assez sensibles pour mesurer le terme isotrope ΔP .

Revenons alors au dispositif, représenté sur la figure 4, permettant de mesurer les variations de volume d'un fluide dont la pression hydrostatique est maintenue égale à la pression extérieure P_0 . Nous avons vu que l'augmentation de volume ΔV qui se produit lorsqu'on établit le champ acoustique dans le récipient ne dépend que du terme isotrope ΔP et du volume V_1 occupé par le fluide soumis aux ondes. Ce dispositif, imaginé par R. Lucas [4], permet donc, en principe, de mettre en évidence et de mesurer le terme isotrope ; en fait, il doit être quelque peu modifié pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, les phénomènes de capillarité et le fait que la section intérieure du tube horizontal n'est pas rigoureusement constante rendraient les mesures de ΔV peu précises. Il est préférable, bien que cela présente aussi quelques inconvénients, de remplacer le tube par un micromanomètre différentiel très sensible dont l'une des entrées est reliée à la cuve, la seconde communiquant avec l'atmosphère (pression P_0). Les conditions dans lesquelles évolue le fluide sont alors modifiées car la paroi déformable du manomètre est, contrairement à la colonne liquide dans le tube horizontal, soumise à une force de rappel élastique ; il en résulte que la pression hydrostatique du fluide, après que l'on ait établi le champ acoustique et l'équilibre étant réalisé, est supérieure d'une quantité $dP (< \Delta P)$ à P_0 . C'est cet excès de pression dP que l'on mesure et il faut par conséquent étalonner le micromanomètre pour déterminer le rapport $\Delta P/dP$ qui, nous le verrons, dépend de deux constantes caractéristiques de l'appareil ainsi que des volumes V_I et V_{II} .

D'autre part, il est pratiquement impossible (avec des ondes de fréquences sonores) de mettre en vibration une partie seulement du fluide contenu dans le récipient ; il faut donc absolument empêcher que les ondes parviennent jusqu'au manomètre car elles exerceraient alors sur sa paroi une tension de radiation qui, se superposant au terme isotrope, fausserait la mesure de ce dernier. C'est pour cette raison que R. Lucas a imaginé de placer, dans la tuyauterie reliant le récipient au manomètre, un tampon de coton suffisamment épais pour absorber les ondes sonores provenant de la cuve mais cependant assez lâche pour permettre l'égalisation rapide des pressions hydrostatiques dans le récipient et dans le manomètre (un tel tampon de coton peut être considéré comme une membrane semi-perméable, perméable au fluide mais imperméable aux ondes).

En définitif, le dispositif d'étude du terme isotrope

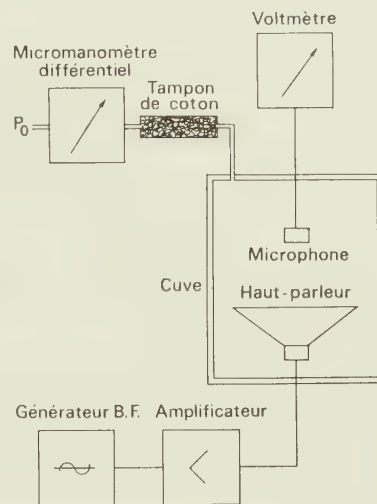


FIG. 8. — Dispositif de R. Lucas permettant l'étude expérimentale du terme isotrope de la tension de radiation acoustique dans un gaz.

de la tension de radiation acoustique dans un gaz, tel que l'a conçu R. Lucas, est représenté schématiquement sur la figure 8. Une source sonore (alimentée par un générateur basse fréquence et un amplificateur de puissance) permet de produire, dans des conditions très particulières, des ondes acoustiques planes de grande intensité au sein du gaz contenu dans la cuve (sous une pression initiale égale à la pression atmosphérique P_0). Le principe du mode opératoire est le suivant :

a) Nous mesurons directement, à l'aide du micromanomètre, la variation de la pression hydrostatique du gaz et nous en déduisons la valeur expérimentale, ΔP_{ex} , du terme isotrope.

b) La mesure de la tension électrique V aux bornes de sortie d'un microphone (étalonné) placé dans la cuve nous permet, connaissant la fréquence et le type d'ondes planes, de calculer la densité moyenne d'énergie W de ces ondes ; la formule de Lorentz-Brillouin (12) nous donne alors la valeur théorique, ΔP_{th} , du terme isotrope.

Nous comparons ΔP_{ex} à ΔP_{th} et nous répétons l'opération pour diverses densités d'énergie, puis dans des gaz d'atomicités différentes (de façon à faire varier la valeur de γ).

Nous allons maintenant, dans une deuxième partie, décrire en détail ce dispositif, tel que nous l'avons réalisé, et voir comment les deux principales difficultés signalées à la fin du paragraphe précédent ont pu être résolues.

DEUXIÈME PARTIE

DISPOSITIF D'ÉTUDE DU TERME ISOTROPE DE LA TENSION
DE RADIATION ACOUSTIQUE DANS UN GAZI. — Production d'ondes acoustiques planes
de grande intensité ;
mesure de leur densité moyenne d'énergie

1° Considérations générales. — Le problème se pose exactement de la façon suivante : nous voulons produire et entretenir, au sein d'un gaz contenu dans un récipient étanche, des ondes acoustiques planes de grande intensité (correspondant à des niveaux supérieurs à 150 dB) et mesurer leur densité moyenne d'énergie W .

Production d'ondes planes. — Produire dans une enceinte de forme appropriée des ondes acoustiques planes ne présente pas de grandes difficultés. Lord Rayleigh a, en effet, démontré le théorème suivant, qui fut ensuite vérifié expérimentalement (J. Grunenwaldt [10]) : les ondes émises dans un tuyau par une source sonore quelconque peuvent être considérées comme planes tant que leur fréquence est inférieure à la première fréquence de résonance transversale du tuyau. Si, en outre, les axes de la source et du tuyau sont confondus, la fréquence limite est environ deux fois plus élevée que cette première fréquence de résonance transversale.

Il est naturel de prendre un tuyau de forme cylindrique puisque la source sonore que nous utiliserons, un haut-parleur, admet elle-même la symétrie cylindrique. Dans ces conditions, si l'axe du haut-parleur coïncide avec celui du tuyau, les ondes seront planes tant que leur fréquence sera inférieure à la valeur $\nu_M \sim 2,4 C/D$ (D , diamètre intérieur du tuyau) ; il sera prudent, néanmoins, de le vérifier expérimentalement à l'aide, par exemple, d'une sonde microphonique.

Production d'intensités élevées. — C'est là un problème très délicat dont la solution dépend de plusieurs facteurs se rapportant à la cuve, au gaz qu'elle contient et au haut-parleur.

a) *La cuve.* — La formule de Lorentz-Brillouin est valable pour une onde élastique plane, progressive ou stationnaire. Le choix entre ces deux types d'ondes est immédiat puisque, le tuyau étant fermé à ses deux extrémités par des plaques rigides, des systèmes d'ondes stationnaires se forment spontanément.

Indépendamment de cela, la densité moyenne d'énergie d'une onde progressive, dans un fluide donné, ne dépend que de la puissance acoustique rayonnée par la source ; nous savons que des intensités de l'ordre de 150 dB ne peuvent être obtenues, dans un gaz et pour des fréquences sonores, qu'avec des sources très puis-

santes telles que les sirènes, qu'on ne peut évidemment pas enfermer dans une cuve étanche.

Au contraire, les ondes stationnaires sont susceptibles de fournir des intensités élevées, avec une source de moyenne puissance telle qu'un haut-parleur, si nous savons tirer profit des propriétés amplificatrices du système résonnant constitué par le tuyau. En effet, si la fréquence de la tension d'excitation du haut-parleur est égale à l'une des fréquences de résonance longitudinale du tuyau, le gaz entre spontanément en vibration et l'énergie acoustique émise par le haut-parleur ne sert qu'à compenser celle qui est absorbée par les parois de la cuve, par le gaz et par le cône du haut-parleur ; il est bien évident que la densité moyenne d'énergie W sera d'autant plus grande que ces pertes seront plus faibles.

L'énergie acoustique absorbée par les parois de la cuve sera négligeable si celles-ci (et plus spécialement les plaques terminales) sont très rigides et, sur leurs faces intérieures, réfléchissantes aussi parfaitement que possible. Il faut, en outre, que les deux plaques soient rigoureusement perpendiculaires à l'axe du tuyau, c'est-à-dire parallèles entre elles, pour que les fréquences de résonance longitudinale soient exactement les mêmes en tous les points du tuyau.

Ces trois conditions se résument en disant que le coefficient de surtension Q du tuyau doit être le plus grand possible pour les fréquences de résonance qui nous intéressent (inférieures à ν_M).

b) *Le gaz.* — Nous avons vu que, pour une valeur donnée de la quantité $\xi_0^2 \omega^2$, la densité d'énergie W d'une onde stationnaire plane est proportionnelle à la masse spécifique ρ_0 du gaz, donc à sa masse moléculaire M . Ainsi, par exemple, les intensités sonores obtenues dans l'argon ($M = 40$) seront (toutes choses étant par ailleurs égales) de 10 dB supérieures à celles obtenues dans l'hélium ($M = 4$). Nous devons donc tenir compte de ce fait dans le choix des gaz avec lesquels nous opérerons. Parmi les gaz monoatomiques, nous choisirons l'argon (le krypton possède une masse moléculaire beaucoup plus élevée ($M = 83$) mais il est très coûteux). Parmi les diatomiques, l'air ($M = 29$) n'est pas le plus intéressant mais son utilisation simplifiera énormément la mise au point et les réglages préparatoires du dispositif. Parmi les triatomiques, enfin, le gaz carbonique CO_2 ($M = 44$), que l'on se procure aisément, est tout indiqué.

c) *Le haut-parleur.* — Il est certain que le haut-parleur est l'élément essentiel du dispositif et que les intensités

obtenues dans un gaz donné (la cuve satisfaisant aux conditions définies ci-dessus) dépendront énormément de l'appareil utilisé. Il faut tout d'abord que le haut-parleur soit le plus efficace possible ou, en d'autres termes, que son rendement soit élevé ; cette question sera développée dans un prochain paragraphe. Il faut ensuite qu'il puisse supporter, sans dommages pour son cône ou sa bobine mobile, des puissances électriques importantes. Il faut enfin, et ceci est très important, qu'il soit convenablement placé par rapport aux ventres de pression du système d'ondes stationnaires dans le tuyau ; en effet, l'impédance acoustique de ce dernier étant une fonction de l'abscisse x (Ox confondu avec l'axe du tuyau) qui varie entre 0 et l'infini lorsque x varie d'un quart de longueur d'onde, il est évident qu'il existe, de part et d'autre de chaque nœud de vitesse, une position où les impédances du haut-parleur et du tuyau sont convenablement adaptées. Bien entendu, la théorie du haut-parleur est trop compliquée pour que l'on puisse calculer avec précision ces positions et il faut donc prévoir un dispositif qui permette de déplacer le haut-parleur suivant l'axe du tuyau.

Mesure de la densité moyenne d'énergie W des ondes.

— Il est permis de supposer que, si le coefficient de surtension de la cuve est très élevé (cette dernière joue alors le rôle d'un filtre passe-bande) et si le haut-parleur est convenablement adapté, le taux de distorsion des ondes stationnaires dans le tuyau sera assez faible pour que celles-ci puissent être considérées comme purement sinusoïdales (il faudra, bien entendu, le vérifier). Le problème de la mesure de la densité moyenne d'énergie est alors très simplifié puisque, pour une telle onde, W s'exprime simplement en fonction de la pression acoustique efficace p_0 en un ventre de pression :

$$W = \frac{p_0^2}{2\rho_0 C^2}.$$

La mesure de W se réduit donc à celle de p_0 qui, en principe, s'effectue aisément à l'aide d'un microphone préalablement étalonné, c'est-à-dire dont nous avons déterminé expérimentalement la sensibilité absolue $E(v)$, égale au rapport de la tension électrique efficace V qui apparaît aux bornes de sortie de l'appareil lorsqu'une pression acoustique de valeur efficace p et de fréquence ν s'exerce sur sa capsule sensible (E s'exprime en volts/baryes ou, plus couramment, en décibels par rapport à la sensibilité de référence 1 V/barye). En réalité, une difficulté technique assez sérieuse se présente, due à la valeur élevée de la pression p_0 (à des intensités dépassant 150 dB correspondent en effet des pressions p_0 supérieures à 10 000 baryes).

Avant de poursuivre, il nous faut ouvrir une parenthèse et développer brièvement quelques considérations générales sur les microphones ; ceux-ci peuvent être classés en deux catégories :

— Les microphones ordinaires (utilisés, depuis long-

temps, dans les mesures acoustiques courantes) dont la sensibilité est élevée (de l'ordre de — 50 dB, soit environ 2 mV/baryes) et qui peuvent mesurer des pressions acoustiques comprises, approximativement, entre 50 et 140 dB (au-dessous de 50 dB, le signal électrique fourni est noyé dans le bruit de fond ; au-dessus de 140 dB, la sensibilité E diminue rapidement — on dit que le microphone est saturé — et la capsule sensible risque d'être détériorée). Ces appareils, de construction très soignée, sont stables et leur sensibilité absolue E peut être déterminée avec une bonne précision par les nombreuses méthodes classiques d'étalonnage (disque de Rayleigh, réciprocité, thermophone, etc.).

— Les microphones spéciaux, qui sont apparus sur le marché il y a quelques années, dont la sensibilité est beaucoup plus faible (de l'ordre de — 110 dB, soit environ 2 μ V/barye) mais qui permettent, en revanche, de mesurer des pressions pouvant atteindre 180 dB et même plus. Par contre, ces appareils sont insensibles à des pressions inférieures à une centaine de dB et leur étalonnage est, de ce fait, difficile et assez incertain car les méthodes classiques ne fournissent généralement pas des niveaux supérieurs à cette dernière valeur.

Ceci étant, deux méthodes peuvent être envisagées pour déterminer p_0 :

a) On utilise un microphone spécial encastré au centre de l'une des plaques terminales du tuyau, de telle façon que sa capsule sensible soit dans le plan de la face intérieure de cette plaque, et l'on mesure ainsi directement p_0 .

Les avantages de cette disposition sont évidents : le microphone est toujours placé, quelle que soit la fréquence de résonance considérée, en un ventre de pression et, en outre, il ne déforme pas les ondes puisqu'il est entièrement situé en dehors du champ acoustique. L'inconvénient réside, comme nous venons de le voir, dans l'étalonnage de l'appareil.

b) On utilise un microphone ordinaire fixé, à l'intérieur du tuyau, à une distance x de l'une des deux plaques terminales telle que la pression acoustique efficace $p(x)$ à laquelle il est soumis soit suffisamment faible pour ne pas saturer l'appareil. Connaissant x et la fréquence ν de résonance, on déduit p_0 de la mesure de $p(x)$:

$$p(x) = p_0 \left| \cos 2\pi\nu \frac{x}{C} \right|.$$

Cette solution, intéressante en ce qui concerne l'étalonnage du microphone, présente les inconvénients suivants :

— Il faut déplacer le microphone chaque fois que l'on change de fréquence de résonance ; cela nous oblige à prévoir un dispositif de guidage de l'appareil qui complique la réalisation de la cuve.

— Si l'on veut que la pression $p(x)$ ne dépasse pas 130 dB (valeur assez faible pour qu'aucun risque de saturation ne soit à craindre) alors que la pression p_0

est égale à 160 dB, il faut placer le microphone à une distance x d'un ventre de pression telle que :

$$x = 0,245 \lambda = \frac{\lambda}{4} - 0,005 \lambda$$

(λ , longueur d'onde).

Cela signifie que le microphone se trouvera alors très près d'un nœud de pression. Or, en un tel endroit, la pression acoustique $p(x)$ varie très rapidement en fonction de x et il faut donc que le dispositif de guidage soit très précis. En outre, il est évident que le taux de distortion est, dans cette région (qui correspond à des ventres de pression de certains harmoniques), plus élevé qu'en un ventre de pression et il faudra certainement intercaler un filtre passe-bande entre le microphone et le voltmètre.

— Des phénomènes de diffraction, dus à la présence du microphone dans le champ acoustique, sont susceptibles de se manifester pour les fréquences de résonance les plus élevées.

En fin de compte, cette seconde méthode présente beaucoup plus d'inconvénients que d'avantages et nous l'avons abandonnée.

2° Description de la cuve. — La cuve (fig. 9) a été réalisée dans les ateliers de la Régie Nationale des Usines Renault. Sa paroi latérale est constituée par un tuyau en acier sans soudure, de 8 mm d'épaisseur, dont la surface intérieure a été alésée et polie ; les deux bases ont été dressées et sont dans des plans rigoureusement perpendiculaires à l'axe.

Le diamètre intérieur D doit être assez grand pour que l'on puisse introduire dans la cuve les modèles les plus puissants de haut-parleurs, dont les diamètres sont de l'ordre d'une trentaine de centimètres. Par contre, les ondes stationnaires longitudinales dans le tuyau étant planes, d'après le théorème de Rayleigh, tant que leur fréquence est inférieure à $2,4 C/D$, le domaine de fréquence utilisable sera d'autant plus étendu que D sera petit ; ainsi, en prenant $D = 35,6$ cm, la fréquence limite ν_m est de l'ordre de 2 300 Hz pour l'air, 2 100 Hz

pour l'argon, 1 800 Hz pour le CO_2 , donc suffisamment élevée.

La longueur $L \sim 50$ cm a été choisie de façon que le volume intérieur de la cuve soit voisin de 50 litres. Nous verrons en effet, dans un prochain chapitre, que la déviation de l'organe indicateur du micromanomètre relié à la cuve est, pour une valeur donnée du terme isotrope, d'autant plus grande que le volume de la cuve est lui-même plus grand. Par contre, la densité moyenne d'énergie W que nous produirons (avec une source donnée) sera d'autant plus faible que le volume de la cuve et la surface des parois seront plus grands.

La première fréquence de résonance longitudinale étant égale à $C/2L$ (soit environ 340 Hz pour l'air), nous pouvons espérer obtenir des ondes stationnaires planes pour 6 fréquences de résonance.

Les extrémités du tuyau sont fermées par deux disques en acier (fig. 9) de 3 cm d'épaisseur (donc très rigides), dressés et polis, qui sont, grâce à deux gorges circulaires, rigoureusement perpendiculaires à l'axe du tuyau (en outre, leur centre est toujours sur cet axe) ; ils sont maintenus dans cette position par 8 tirants en acier, régulièrement répartis autour de la cuve. On assure l'étanchéité en étalant, avant le montage, une couche de graisse siliconée dans le fond des deux gorges.

Dans ces conditions, la longueur de la cuve (distance entre les deux disques) est égale à 47,7 cm ; le volume intérieur V est donc égal à 47 480 cm³ ; l'erreur absolue étant de l'ordre de 100 cm³.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il faut prévoir un dispositif permettant de déplacer le haut-parleur dans la cuve. Dans ce but (fig. 9), un cylindre en laiton (alésage très précis) est emmanché, puis soudé, dans l'un des disques (que nous appellerons disque H. P.), son axe étant exactement confondu avec celui du tuyau. Dans ce cylindre peut coulisser un tube en acier très rigide, soigneusement tourné et rectifié, long de 60 cm. L'étanchéité est assurée par deux joints toriques placés dans des gorges pratiquées à l'intérieur du cylindre.

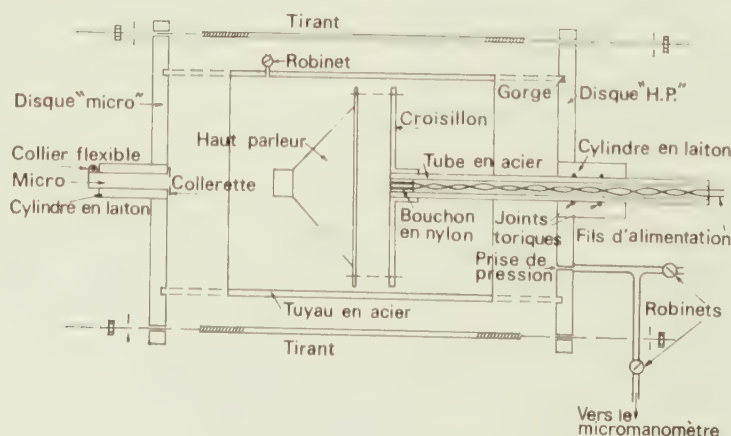


FIG. 9. — Cuve.

Sur l'extrémité du tube située à l'intérieur de la cuve est vissé un croisillon, en tôle d'acier très épaisse, sur lequel sera fixé le haut-parleur. Cette extrémité est fermée hermétiquement par un bouchon en nylon, traversé par quatre fiches femelles étanches auxquelles sera branché le haut-parleur et certains dispositifs annexes dont nous parlerons plus loin (les fils d'alimentation passent à l'intérieur du tube).

Le microphone utilisé se présente sous la forme d'un cylindre de 3,6 cm de diamètre et 10 cm de longueur (le câble reliant le microphone à son adaptateur sort suivant l'axe de ce cylindre). Afin de le recevoir dans les conditions prévues au paragraphe précédent, le second disque (disque « micro ») a été percé, en son centre, d'un trou dans lequel est emmanché, puis soudé, un cylindre en laiton de 3,6 cm de diamètre intérieur (alésage très précis) et 6 cm de longueur (fig. 9). Le microphone est introduit dans ce cylindre jusqu'à ce qu'il vienne buter contre une mince collerette soudée sur la face intérieure du disque; nous sommes alors certains que sa capsule sensible se trouve exactement dans le plan de cette face intérieure donc, puisque le disque est parfaitement rigide, en un ventre de pression. Un collier flexible, fixé à l'extrémité extérieure du cylindre, maintient le microphone dans cette position. Une couche de vaseline, étendue sur la paroi intérieure du cylindre et sur la collerette, suffit pour assurer l'étanchéité.

Le disque H. P. est percé d'un trou de 2 mm de diamètre qui joue le rôle de prise de pression. Un tuyau en cuivre de 10 mm de diamètre, soudé sur la face extérieure du disque, relie la cuve au micromanomètre. Un robinet permet d'isoler ce dernier toutes les fois que l'on effectue des opérations préparatoires qui risquent de produire dans la cuve des pressions nettement différentes de la pression atmosphérique. Entre la cuve et ce robinet a été soudé un tuyau en dérivation, fermé par un robinet, qui sera utilisé lors des opérations de vidage et de remplissage de la cuve. Dans le même but, un troisième robinet a été adapté sur la paroi latérale du tuyau, à proximité du disque « micro »; il nous permettra, en outre, d'introduire dans la cuve une sonde microphonique à l'aide de laquelle nous vérifierons la planitude des ondes stationnaires.

Signalons, pour terminer, que des essais d'étanchéité ont montré que la cuve peut conserver, pendant plus d'une journée, une différence de pression de 300 g/cm² de part et d'autre de la pression atmosphérique.

3° Description et étalonnage du microphone utilisé. — Les microphones spéciaux, qui sont du type électrostatique ou piézoélectrique, sont couramment utilisés dans les recherches aéronautiques pour mesurer les bruits très intenses (de l'ordre de 180 dB) émis par les réacteurs et les fusées. L'O. N. E. R. A., en France, construit un microphone piézoélectrique, type 20 H 42 (capsule en titanate de baryum), qu'il nous a obli-

geamment prêté; ses principales caractéristiques sont mentionnées ci-dessous :

- surface sensible : 1,75 cm² ;
- capacité voisine de 370 pF ;
- étendue de mesure : de 20 à 10⁶ baryes (soit de 100 à 194 dB) ;
- bande de fréquence : de 5 Hz à 50 kHz (à ± 3 dB près) ;
- fréquence propre : de l'ordre de 100 kHz ;
- température d'utilisation : — 40° à + 90° C ;
- supporte une hygrométrie de 100 p. 100.

L'appareil est relié à un adaptateur, type 20 W 142, qui transforme l'impédance apparente d'entrée, égale à 125 M Ω , en une impédance apparente de sortie égale à 400 Ω . Son gain en tension est égal à 0,97. Les différentes tensions d'alimentation (filament : 6,3 V, 150 mA ; H. T. : + 200 V, 1,6 mA) sont fournies par un appareil construit par le C. N. E. T.

Passons à la détermination de la sensibilité absolue E de ce microphone (nous appellerons désormais microphone l'ensemble constitué par la capsule piézoélectrique et l'adaptateur). Comme nous l'avons vu, la difficulté provient du fait que les procédés classiques d'étalonnage fournissent des pressions acoustiques de l'ordre de 100 dB, donc situées à la limite inférieure du domaine d'utilisation du microphone.

Deux solutions peuvent être envisagées :

a) Mettre au point de nouvelles méthodes qui fournissent des pressions suffisantes mais qui, certainement, seront beaucoup moins précises que les méthodes classiques, étudiées et discutées depuis longtemps.

b) Modifier les dispositifs d'étalonnage classiques afin de leur permettre de fournir des niveaux plus élevés, ceci se traduisant aussi par une diminution de la précision.

L'O. N. E. R. A. a choisi la première solution car les mesures de bruits n'exigent pas une grande précision. Le principe de la méthode utilisée est le suivant : le microphone, fixé à l'une des extrémités d'un tube à onde de choc, est soumis à une impulsion de pression $p(t)$ dont l'amplitude et la forme sont suffisamment bien connues pour que l'on puisse calculer son spectre de Fourier :

$$P(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-j\omega t} dt.$$

On enregistre la tension électrique $v(t)$ aux bornes de sortie du microphone et on calcule également son spectre :

$$V(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} v(t) e^{-j\omega t} dt.$$

On détermine alors, pour chaque fréquence $\nu = \omega/2\pi$, la sensibilité absolue $E(\omega) = V(\omega)/P(\omega)$ de l'appareil.

On trouve ainsi, pour l'appareil que nous utilisons, que E est constante dans la bande de fréquence qui nous intéresse (entre 300 Hz et 2 300 Hz) et égale à 2,30 μ V/barye (soit — 112,8 dB). L'erreur commise est certainement supérieure à 1 dB (ce qui correspond

à une erreur relative de l'ordre de 10 p. 100). Nous avons essayé de la réduire en utilisant la seconde solution proposée plus haut.

La plupart des méthodes classiques d'étalonnage ne permettent pas (ou très difficilement) d'augmenter le niveau de la pression acoustique. Seule la méthode du disque de Rayleigh (qui a suscité de nombreuses études, notamment celles de L. V. King [11] et R. A. Scott [12]) se prête à cette modification ; il faut, tout d'abord, utiliser une source sonore plus puissante (qui nous permet d'obtenir, dans le tuyau résonnant, des intensités de l'ordre de 120 dB), ensuite suspendre le disque à un fil dont la constante de torsion est plus élevée, enfin, augmenter la sensibilité du voltmètre de sortie et filtrer le signal fourni par le microphone afin d'éliminer le plus possible le bruit de fond. Cet étalonnage, effectué en utilisant le dispositif du laboratoire d'acoustique du C. N. E. T., montre que la sensibilité E du microphone est, dans la bande de fréquence considérée, égale à $2,23 \mu\text{V/barye}$ (soit $-113,0 \text{ dB}$) ; il existe donc, entre les résultats fournis par les deux méthodes, une différence de $0,2 \text{ dB}$, beaucoup plus faible qu'on pouvait le penser.

C'est cette dernière valeur que nous adopterons, l'erreur absolue maximale ainsi commise pouvant être chiffrée à environ $0,6 \text{ dB}$ (ce qui correspond à une erreur relative de l'ordre de 7 p. 100).

Nous avons, par la suite, répété cet étalonnage de temps à autre afin de vérifier si la sensibilité ne variait pas ; aucun écart appréciable n'a été constaté.

Bien entendu, le voltmètre (un microvoltmètre-amplificateur électronique L. E. A. à grande stabilité) qui, dans le dispositif d'étude du terme isotrope, est branché aux bornes du microphone a lui aussi été soigneusement étalonné dans la bande de fréquence 300-2 300 Hz (nous n'insisterons pas sur cette opération qui ne présente aucune difficulté) ; l'erreur que nous pourrions commettre dans la mesure de la tension V sera ainsi parfaitement négligeable devant celle qui affecte E .

Ceci dit, la relation :

$$W = \frac{P_0^2}{2\rho_0 C^2} = \frac{V^2}{2\rho_0 C^2 E^2}$$

peut être écrite sous forme numérique. Nous avons, dans les conditions normales de température et de pression ($T = 15^\circ \text{C}$, $P_0 = 760 \text{ mm}$ de mercure) :

a) pour l'argon :

$$(\rho_0 = 1,691 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3, C = 316 \cdot 10^2 \text{ cm/sec}) : \\ W = 59,5 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2 \quad (13)$$

(W étant donné en ergs/cm^3 si V est exprimé en millivolts) ;

b) pour l'air :

$$(\rho_0 = 1,270 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3, C = 340 \cdot 10^2 \text{ cm/sec}) : \\ W = 71,1 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2 ; \quad (13)$$

c) pour le gaz carbonique :

$$(\rho_0 = 1,877 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3, C = 265 \cdot 10^2 \text{ cm/sec}) : \\ W = 76,3 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2. \quad (13)$$

Pour un gaz parfait, le produit $\rho_0 C^2$ est égal à γP_0 et ne dépend donc que de la pression atmosphérique dont les variations sont généralement assez faibles pour pouvoir être négligées ; nous supposons qu'il en est de même pour chacun des trois gaz utilisés.

Dans ces conditions, l'erreur relative maximale que nous commettrons en calculant la densité moyenne d'énergie W à l'aide des relations (13) sera sensiblement égale au double de celle qui affecte la sensibilité E du microphone, soit 15 p. 100 ; cette erreur est donc très élevée mais elle ne peut être réduite avec les microphones spéciaux et les méthodes d'étalonnage dont on dispose actuellement. Il convient, d'ailleurs, de remarquer que la mesure de W effectuée à l'aide d'un microphone ordinaire que l'on déplace dans la cuve (§ I.1, deuxième partie) ne serait pas beaucoup plus précise car, outre les graves inconvénients que présente cette méthode, la sensibilité d'un microphone ordinaire ne peut être déterminée, par les méthodes classiques d'étalonnage, avec une précision supérieure à 4 ou 5 p. 100 (ce qui correspond à une erreur de près de 10 p. 100 sur W).

La formule de Lorentz-Brillouin (12) :

$$\Delta P_{th} = \frac{\gamma - 1}{2} W = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V^2}{2\rho_0 C^2 E^2}$$

peut à son tour être écrite sous forme numérique ; nous avons :

a) pour l'argon ($\gamma = 1,667$) :

$$\Delta P_{th} = 19,9 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2 \quad (14)$$

(ΔP_{th} étant donné en baryes si V est exprimé en millivolts) ;

b) pour l'air ($\gamma = 1,400$) :

$$\Delta P_{th} = 14,2 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2 ; \quad (14)$$

c) pour le gaz carbonique ($\gamma = 1,300$) :

$$\Delta P_{th} = 11,4 \cdot 10^{-3} \text{ V}^2. \quad (14)$$

Les constantes γ sont connues avec une excellente précision et l'erreur relative maximale qui affecte les ΔP_{th} est toujours égale à 15 p. 100.

4° Choix du haut-parleur ; intensités sonores maximales obtenues. — Il faut avant tout déterminer expérimentalement, pour chaque fréquence de résonance de la cuve, les positions d'adaptation optimale du haut-parleur. Pour cela, on déplace le haut-parleur (auquel on fournit une puissance électrique constante) d'une extrémité à l'autre de la cuve et mesurons, pour chacune de ses positions et pour les six premières fréquences de

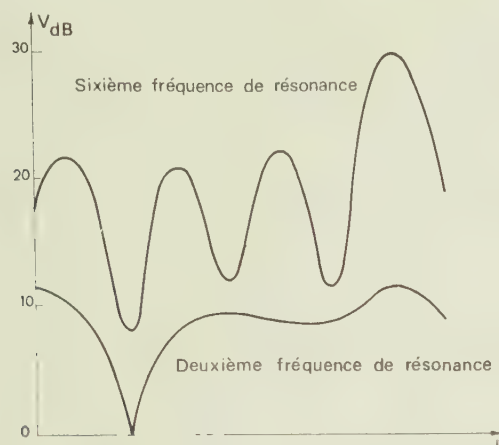


FIG. 10. — La tension V aux bornes du microphone, c'est-à-dire la pression acoustique en un ventre de pression, dépend de la position du haut-parleur dans la cuve.

résonance, la valeur efficace V et le taux de distorsion de la tension de sortie du microphone. On constate que :

— L'allure des courbes représentant les variations de V (ou de son niveau, en décibels, par rapport à une tension de référence arbitraire) en fonction de la position du haut-parleur (c'est-à-dire, par exemple, en fonction de la longueur l de la partie de la tige, soutenant le haut-parleur, située en dehors de la cuve) se modifie assez profondément lorsqu'on passe d'une résonance à une autre ; la figure 10 montre deux de ces courbes. Cependant, et c'est ce qui nous intéresse, toutes ces courbes présentent des maximums et des minimums très prononcés et la tension V peut, pour une même résonance, varier de plus de 20 dB ; l'importance capitale du choix de la position du haut-parleur dans la cuve est ainsi établie.

— Le taux de distorsion est minimal dans les régions qui correspondent aux maximums de V , maximal dans celles qui correspondent aux minimums.

Remarque. — Les fréquences de résonance ne sont pas constantes ; elles varient continûment (d'environ 10 p. 100) lorsqu'on déplace le haut-parleur. On observe d'autre part, au-dessus de la troisième fréquence de résonance, des résonances secondaires, peu intenses, mais d'autant plus nombreuses que la fréquence augmente, qui correspondent peut-être aux systèmes d'ondes stationnaires pouvant se former entre l'une des extrémités du tuyau et le cône du haut-parleur. Signalons enfin que certaines résonances du croisillon auquel est fixé le haut-parleur, gênantes parce que voisines des fréquences propres de la cuve, se manifestent lorsque cette dernière est verticale et disparaissent presque complètement lorsqu'elle est horizontale ; c'est donc cette dernière disposition que nous adopterons.

Il est évident que les positions du haut-parleur pour lesquelles la pression acoustique (c'est-à-dire V) et le

taux de distorsion, en un ventre de pression, passent respectivement par un maximum et par un minimum, correspondent à une adaptation optimale des impédances du tuyau et du cône ; le haut-parleur sera toujours, dorénavant, placé en l'un de ces points.

Remarques. — a) Quand, pour une résonance donnée, il existe plusieurs positions d'adaptation optimale équivalentes, nous choisirons celle qui est la plus éloignée du microphone, de façon que la forme des ondes au voisinage de ce dernier soit le moins possible perturbée par la culasse du haut-parleur.

b) Il est évident que les positions optimales varient légèrement d'un haut-parleur à un autre et doivent, à chaque fois, être déterminées avec précision.

Il faut maintenant choisir un haut-parleur qui puisse supporter une puissance électrique élevée et qui, surtout, soit le plus efficace possible ; ce choix est extrêmement délicat car il ne repose sur aucune donnée précise. En effet, l'efficacité d'un haut-parleur, indiquée par le constructeur, est déterminée en salle sourde, c'est-à-dire lorsque l'appareil émet des ondes progressives. Or, il est bien évident que l'appareil, lorsqu'il est enfermé dans le tuyau résonnant, fonctionne dans des conditions très différentes et que cette efficacité n'a plus aucune signification ; il suffit, pour s'en assurer, d'enfermer successivement dans la cuve deux haut-parleurs différents, mais dont les efficacités sont voisines et de constater que les intensités sonores qu'ils fournissent, dans des conditions absolument identiques (même gaz, même fréquence de résonance, même puissance électrique), sont généralement très différentes. Ce fait est facile à comprendre car il est certain que le cône du haut-parleur (en carton plus ou moins poreux) absorbe, à lui seul, beaucoup plus d'énergie acoustique que les parois de la cuve et le gaz contenu dans cette dernière ; les intensités sonores maximales dépendront donc largement de la nature et de la texture du cône.

Par conséquent, il est impossible de dire, *a priori*, si tel haut-parleur conviendra mieux que tel autre et il faut procéder empiriquement en essayant un grand nombre de modèles. Nous avons naturellement commencé par des appareils de haute qualité ou pouvant supporter des puissances électriques très élevées (~ 40 W) ; les intensités maximales obtenues atteignent à peine, et seulement dans quelques cas, 150 dB et sont donc insuffisantes pour que le terme isotrope se manifeste nettement. Par contre, un haut-parleur de fabrication courante et bon marché (un Audax WFR-15 de 24 cm de diamètre) fournit, dans l'air et sur la quatrième fréquence de résonance, une intensité sonore de l'ordre de 156 dB pour une puissance électrique consommée égale à 20 W (il faut toutefois signaler qu'un second haut-parleur, absolument identique au premier, fournit, dans les mêmes conditions, une intensité inférieure de plusieurs dB).

Le taux de distorsion est alors égal à 5 p. 100 et les ondes stationnaires peuvent, comme nous l'avons sup-

posé, être considérées comme purement sinusoïdales. D'autre part, l'introduction dans la cuve d'une sonde microphonique (par l'intermédiaire du robinet latéral), que l'on déplace suivant un diamètre du tuyau, montre que ces ondes sont également, à peu de choses près, planes (on observe cependant, comme il fallait s'y attendre, une diminution de la pression acoustique au voisinage immédiat de la paroi du tuyau).

Remarque. — Ce haut-parleur fournit, dans les mêmes conditions, mais sur la cinquième fréquence de résonance, une intensité maximale égale à 151 dB. La troisième fréquence de résonance semblerait intéressante, mais elle se situe, malheureusement, au voisinage d'une résonance du saladier, en tôle emboutie, du haut-parleur; celui-ci se met à vibrer dès que l'on approche des 150 dB et le taux de distorsion est alors très élevé.

A une intensité de 156 dB correspond, dans l'air, une densité d'énergie $W = 118$ C. G. S. et un terme isotrope $\Delta P_{th} = 23,5$ baryes, donc mesurable. Comme en outre, les intensités que nous obtiendrons, dans les mêmes conditions, dans l'argon et le CO_2 seront encore supérieures (masses moléculaires plus élevées), il est permis de conclure que le problème de la production d'ondes acoustiques planes de grande intensité est résolu de manière satisfaisante. Toutefois, la puissance électrique fournie au haut-parleur (20 W) étant supérieure à sa puissance nominale (égale, d'après le constructeur, à 12 W), il est indispensable, si l'on ne veut pas endommager l'appareil, de le laisser branché le moins longtemps possible; le mode opératoire devra tenir compte de ce fait très important.

Remarque. — Nous avons mesuré le coefficient de surtension Q de la cuve pour les différentes fréquences de résonance; on constate qu'il dépend énormément du haut-parleur utilisé, ce qui confirme le fait que le cône de ce dernier absorbe la part la plus importante d'énergie acoustique. Avec le haut-parleur Audax WFR-15 choisi, Q est égal à 600 pour la quatrième fréquence de résonance (valeur tout à fait exceptionnelle pour un système acoustique), à 250 pour la cinquième, à 150 pour la troisième; il tombe à 50 pour la première.

II. — Mesure d'une petite variation de la pression hydrostatique d'un gaz

1^o Introduction. — Il existe actuellement de nombreux types de micromanomètres différentiels sensibles à des différences de pression très inférieures au 1/10 de barye et le problème de la mesure du terme isotrope ΔP_{ex} pourrait dès lors paraître résolu.

En réalité, de sérieuses difficultés se présentent, lors de l'étalonnage et de l'utilisation du micromanomètre, qui proviennent toutes du fait que la pression atmosphérique P_0 (qui s'exerce pour l'une des deux entrées de l'appareil) subit des fluctuations rapides et incessantes (dues aux courants d'air et aux infra-sons) dont l'ampli-

tude peut atteindre plusieurs dizaines de baryes et est donc du même ordre de grandeur que ΔP . Ces perturbations interdisent toutes mesures si le micromanomètre n'est pas protégé contre leurs actions. Le seul dispositif de protection vraiment efficace est très difficilement réalisable; celui que nous avons mis au point donne des résultats assez satisfaisants mais il n'est pas parfait et la mesure d'une faible différence de pression est une opération toujours très délicate et peu précise.

Nous allons traiter dans ce chapitre la question de l'étalonnage du micromanomètre. On démontre que la sensibilité au terme isotrope dépend de deux constantes caractéristiques de l'appareil ainsi que des volumes occupés par le gaz qui est, ou n'est pas, soumis aux ondes acoustiques.

Cette sensibilité effective peut être déterminée expérimentalement par une méthode directe, simple et rapide, mais peu précise à cause des fluctuations de la pression P_0 .

C'est pourquoi nous avons mis au point une méthode indirecte, beaucoup plus longue mais plus sûre, qui consiste à déterminer séparément toutes les quantités intervenant dans l'expression théorique de la sensibilité effective et à calculer ensuite cette dernière.

2^o Considérations générales sur les micromanomètres et sur le problème de la mesure du terme isotrope ΔP_{ex} . — D'une façon très générale, un micromanomètre différentiel (nous écrirons désormais manomètre) est constitué par un boîtier dont l'une des parois est déformable et soumise à une force de rappel élastique. L'intérieur du boîtier est relié à l'enceinte contenant le gaz sous la pression P ; cette dernière s'exerce donc sur la face intérieure de la paroi et la pression atmosphérique P_0 sur la face extérieure. Une différence $dP = P - P_0$ entre ces deux pressions produit une déformation de la paroi, proportionnelle à dP , dont la mesure permet, l'appareil ayant été étalonné, de calculer dP .

Remarque. — La paroi déformable peut être constituée par une membrane métallique, très mince, encastrée dans le boîtier (la force de rappel est due à l'élasticité du métal), ou par un piston rigide (la force de rappel est exercée par un ressort), ou encore par une colonne liquide contenue dans un tube en U à branches verticales (la force de rappel est exercée par la pesanteur). D'autre part, on ne mesure généralement pas directement les déformations de la paroi, mais les variations, proportionnelles à celles-ci, d'une grandeur quelconque géométrique, mécanique ou électrique; ainsi, suivant les types, l'organe indicateur du manomètre sera, par exemple, l'aiguille d'un voltmètre, un spot lumineux sur une échelle, le ménisque d'une colonne liquide, etc.

Supposons l'appareil relié à une enceinte de très grand volume. Lorsque la pression dans l'enceinte, initialement égale à P_0 , augmente de dP , la paroi sen-

sible du manomètre se déforme, l'organe indicateur dévie de $d\eta$ et le volume intérieur du boîtier augmente de $d\nu$ (le volume de l'enceinte a été supposé très grand pour que cette augmentation de volume ne puisse faire décroître la pression $P_0 + dP$).

a) La déviation $d\eta$ est évidemment proportionnelle à dP (du moins tant que dP est inférieur à une certaine valeur qui marque la limite du domaine d'utilisation de l'appareil) et nous poserons :

$$d\eta = \Gamma_0 (d\eta)_m dP, \quad (15)$$

en désignant par $(d\eta)_m$ la plus petite déviation de l'organe indicateur du manomètre que l'on puisse mesurer avec précision.

La constante caractéristique Γ_0 , que nous appellerons « sensibilité absolue du manomètre », s'exprime en (baryes)⁻¹ ; elle est d'autant plus grande que la différence de pression minimale que l'appareil puisse mesurer est plus petite. Γ_0 dépend à la fois de la capacité de déformation de la paroi du manomètre et de la finesse de la méthode utilisée pour mesurer $d\eta$.

b) L'augmentation de volume $d\nu$ est généralement proportionnelle à dP et nous poserons :

$$d\nu = \Omega_0 dP; \quad (16)$$

Ω_0 , qui s'exprime en centimètres cubes/barye, étant une seconde constante caractéristique de l'appareil, que nous appellerons « souplesse du manomètre ». Il est évident que Ω_0 ne dépend que de la capacité de déformation de la paroi. Cette constatation est importante car elle montre que, pour un type donné de manomètre, il est possible de faire varier Γ_0 et Ω_0 indépendamment l'un de l'autre.

Lorsque le manomètre est relié à une enceinte de très grand volume, il suffit de connaître sa sensibilité absolue Γ_0 pour pouvoir déduire de son indication $d\eta$ l'excès de pression dP dans l'enceinte. Par contre, nous allons voir maintenant que la connaissance des deux constantes Γ_0 et Ω_0 est nécessaire quand le manomètre est relié à une enceinte de petit volume. Considérons pour cela le dispositif d'étude du terme isotrope ΔP et désignons par V_0 le volume du gaz soumis aux ondes (volume intérieur de la cuve diminué des volumes du haut-parleur, du croisillon et de la tige), par ν_0 celui du gaz qui reste au repos (volumes intérieurs du manomètre et de la tuyauterie).

On calcule que la capacité calorifique de la cuve est environ 700 fois plus élevée que celle du gaz qu'elle contient ; en outre, la tuyauterie en cuivre, dans laquelle s'effectuent tous les déplacements de fluide, constitue une excellente enceinte diatherme. Il est, par conséquent, logique d'admettre que le gaz évolue de façon isotherme.

Ceci dit, supposons un instant que l'on interdise, par un moyen quelconque, à la paroi du manomètre de se déformer et établissons dans le volume V_0 le champ

acoustique. La pression du gaz, initialement égale à P_0 , augmente, sous l'effet du terme isotrope, d'une quantité δP (inférieure à ΔP puisque le volume ν_0 n'est pas soumis aux ondes) donnée par la relation (10) (où l'on remplace V_I par V_0 et V_{II} par ν_0) :

$$\delta P = \frac{V_0}{V_0 + \nu_0} \Delta P.$$

Libérons alors le manomètre ; sa paroi se déforme et son volume intérieur augmente de $d\nu$. L'excès de pression diminue donc une nouvelle fois et devient égal à une certaine valeur dP , telle que :

$$\chi_r = \frac{1}{V_0 + \nu_0} \frac{d\nu}{\delta P - dP}.$$

Mais, lorsque l'équilibre est rétabli, tout se passe à l'égard du manomètre comme si celui-ci était relié à une enceinte de très grand volume contenant un gaz sous la pression $P_0 + dP$ et on a donc, d'après (16) :

$$d\nu = \Omega_0 dP,$$

d'où, en définitif :

$$dP = \frac{V_0}{V_0 + \nu_0 + \frac{\Omega_0}{\chi_r}} \Delta P.$$

La formule de Lorentz-Brillouin (12) a été établie en supposant le gaz parfait ; il est donc normal d'admettre encore ici cette hypothèse et nous pouvons alors remplacer, dans l'expression précédente, χ_r par $1/P_0$.

Ainsi, la déviation $d\eta$ de l'organe indicateur du manomètre est, d'après la relation (15), telle que :

$$d\eta = \Gamma_0 (d\eta)_m dP = \frac{V_0 \Gamma_0 (d\eta)_m}{V_0 + \nu_0 + P_0 \Omega_0} \Delta P,$$

et tout se passe donc, vis-à-vis du terme isotrope ΔP , comme si la sensibilité absolue du manomètre était égale à :

$$\Gamma_e = \frac{V_0 \Gamma_0}{V_0 + \nu_0 + P_0 \Omega_0}. \quad (17)$$

Nous appellerons Γ_e la « sensibilité effective du manomètre », en remarquant bien que ce n'est pas une constante caractéristique de l'appareil. Nous l'exprimerons, comme Γ_0 , en (baryes)⁻¹.

La relation (17) nous montre que Γ_e est toujours inférieure à Γ_0 ; elle en sera d'autant plus voisine que Ω_0 et ν_0 seront petits et V_0 grand (lorsque V_0 est très grand, Γ_e tend bien vers Γ_0).

Remarque. — Si, comme ce sera le cas dans notre dispositif, la quantité $V_0 + \nu_0$ est petite devant Ω_0/χ_r , la sensibilité effective Γ_e est, en première approximation, proportionnelle à $V_0 \chi_r$; c'est ce résultat, annoncé dans le paragraphe IV (première partie), qui nous a conduit à préférer les gaz aux liquides.

Étalonnage du manomètre. — Le problème qui se pose maintenant est celui de la détermination précise de Γ_e . Deux méthodes peuvent être envisagées :

a) **Une méthode directe.** — La pression de l'air contenu dans la cuve étant égale à la pression atmosphérique, on note la position η_0 de l'organe indicateur du manomètre. On déplace alors d'une longueur dl le tube (section S_0) qui soutient le haut-parleur, assez lentement pour que la transformation subie par le gaz soit isotherme, et on observe la déviation $d\eta$ du manomètre. On établit aisément la relation :

$$\Gamma_e = \frac{V_0}{P_0 S_0 (d\eta)_m} \frac{d\eta}{dl}.$$

Cette méthode est simple et rapide mais les fluctuations de la pression atmosphérique, même amorties par le dispositif de protection que nous décrirons plus loin, la rendent peu précise.

b) **Une méthode indirecte.** — On détermine séparément les constantes caractéristiques Γ_0 et Ω_0 et on calcule Γ_e au moyen de la relation (17).

α) **Détermination de la sensibilité absolue Γ_0 .** — On distingue, parmi les différents types de manomètres, ceux, appelés primaires, pour lesquels les phénomènes physiques mis en jeu sont assez simples et bien connus pour que la sensibilité absolue Γ_0 puisse être calculée directement avec précision. A cette catégorie appartiennent la plupart des manomètres à liquide (en particulier le manomètre à injection par gravité) et le manomètre à cloche plongeuse que nous étudierons ultérieurement.

La sensibilité absolue d'un manomètre non primaire se détermine expérimentalement en comparant ses indications à celles d'un manomètre primaire (ou préalablement étalonné) relié à la même cavité contenant un gaz dont on peut faire varier la pression (d'une quantité quelconque qu'il n'est pas nécessaire de connaître).

Il est essentiel de noter que cette méthode est très précise car il est possible de soustraire parfaitement le manomètre aux effets des fluctuations de la pression atmosphérique. En effet, si le volume de la cavité est très petit, la moindre déformation de la paroi du manomètre, sous l'action d'une de ces fluctuations, entraînerait une variation importante de la pression de l'air contenu dans la cavité ; ainsi, les déformations de la paroi sont entièrement contrôlées par ce petit volume gazeux et le manomètre n'enregistre plus, par conséquent, les perturbations extérieures.

β) **Détermination de la souplesse Ω_0 .** — Le calcul direct de la souplesse Ω_0 d'un manomètre primaire est en général possible mais ce point ne revêt pas une grande importance car la détermination expérimentale de cette constante ne pose aucun problème dès que l'on connaît Γ_0 . On procède de la façon suivante : le manomètre étant relié à une cavité étanche dont on peut faire

varier le volume au moyen d'un piston de section S_0 connue, on note la déviation $d\eta$ qui correspond à un déplacement isotherme dl du piston ; on établit la relation :

$$\Omega_0 = \Gamma_0 S_0 (d\eta)_m \frac{dl}{d\eta} - \frac{\mathcal{V}_0}{P_0} \quad (18)$$

qui, Γ_0 étant connu, nous donne Ω_0 .

La précision est, là encore, excellente si $\mathcal{V}_0$, qui désigne le volume total occupé par le gaz contenu dans le dispositif, est très petit.

Quelles conclusions peut-on alors tirer de cette étude ? Tout d'abord, que le manomètre utilisé soit primaire ou non, la méthode indirecte de détermination de la sensibilité effective Γ_e , bien qu'assez longue, est beaucoup plus précise que la méthode directe et doit être préférée à cette dernière. Il est évident, dans ces conditions, que nous avons intérêt à utiliser directement un manomètre primaire si, toutefois, il en existe d'assez sensible.

Les appareils les plus sensibles existant à l'heure actuelle sont, d'après S. Costes [13] :

— le manomètre à balance de torsion de Reichardt, dont la sensibilité absolue Γ_0 peut atteindre 1 000 (baryes)⁻¹ ;

— le manomètre à cellule photoélectrique d'Ildrac :

$$\Gamma_0 \sim 100 \text{ (baryes)}^{-1} ;$$

— le manomètre d'Ower : $\Gamma_0 \sim 50 \text{ (baryes)}^{-1}$;

— le manomètre à cloche plongeuse :

$$\Gamma_0 \sim 50 \text{ (baryes)}^{-1}.$$

L'appareil de Reichardt est inutilisable car il introduirait une fuite dans notre dispositif.

Le manomètre d'Ildrac, dont la paroi déformable est constituée par une membrane métallique cannelée, n'est pas primaire.

Les manomètres d'Ower et à cloche plongeuse ont des sensibilités absolues comparables ; le premier appartient à la famille des manomètres à liquide, le second à celle des manomètres utilisant le principe de la balance et tous deux sont des appareils primaires.

Le manomètre d'Ower nécessite une construction extrêmement soignée et délicate ; en outre, la mesure des déviations de son organe indicateur (une bulle d'air qui se déplace dans un tube en verre) s'effectue au moyen d'un microscope et demande donc un certain temps.

Le manomètre à cloche plongeuse, au contraire, est un appareil très simple, robuste et dont la réalisation ne présente aucune difficulté. La lecture des déviations de son organe indicateur (un spot lumineux qui se déplace sur une échelle graduée) est très rapide (ce qui, comme nous le verrons, est un avantage précieux). En outre, c'est peut-être le seul appareil dont on peut faire varier, très facilement, la sensibilité dans une large mesure (ce qui est encore, pour nous, très intéressant).

C'est donc ce manomètre à cloche plongeuse que nous

utiliserons ; nous allons maintenant le décrire et calculer ses constantes caractéristiques Γ_0 et Ω_0 .

3° Description et étude théorique du micromanomètre à cloche plongeuse. — L'appareil est représenté schématiquement sur la figure 11. Une cloche cylindrique, dont la partie inférieure plonge dans un liquide, est suspendue à l'une des extrémités du fléau d'une balance de précision. Le poids apparent de la cloche est équilibré par une tare placée sur un plateau suspendu à l'autre extrémité du fléau. Un tuyau métallique, traversant le liquide et le socle de la balance, relie l'intérieur de la cloche à l'enceinte contenant le gaz dont on veut mesurer les variations de pression par rapport à la pression atmosphérique P_0 .

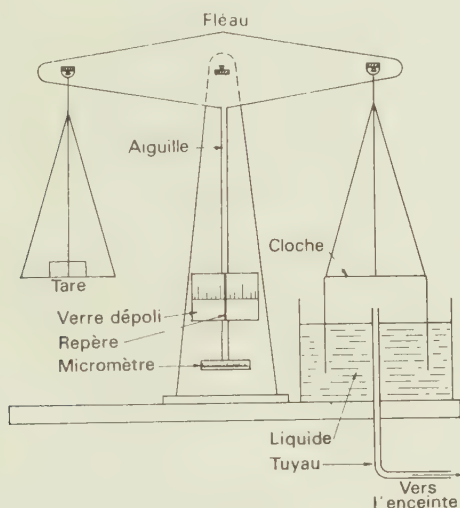


FIG. 11. — Micromanomètre à cloche plongeuse.

La cloche joue le rôle d'un piston rigide, soumis à une force de rappel élastique exercée par la balance ; le liquide assure l'étanchéité du dispositif sans exercer de force de frottement notable sur la cloche (pourvu que les phénomènes de capillarité ne soient pas trop importants). Les déplacements verticaux de la cloche entraînent des rotations du fléau de la balance, autour du couteau central, qui peuvent être mesurées avec précision si la balance est équipée d'un dispositif approprié, par exemple le dispositif optique représenté schématiquement sur les figures 11 et 12. Un micromètre au 1/10 de millimètre (lame de verre finement gravée) est fixé à l'extrémité d'une longue aiguille rigide solidaire du fléau ; des lentilles et des miroirs permettent de former l'image, considérablement grossie, de cette échelle sur un verre dépoli (fixé au socle de la balance) sur lequel est gravé un repère rectiligne parallèle aux images des traits. Lorsque le fléau tourne autour de son couteau central, ces traits défilent un à un derrière le repère ; une déviation $d\eta$ de l'organe indicateur du mano-

mètre s'exprime donc ici par le nombre de divisions du micromètre qui séparent deux positions du fléau.

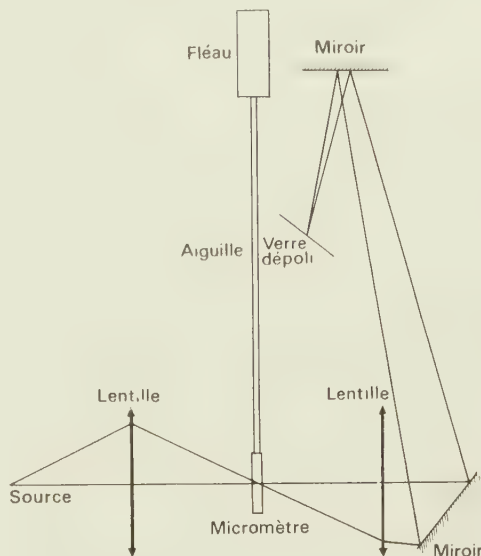


FIG. 12. — Système optique du micromanomètre à cloche plongeuse (coupe perpendiculaire au fléau).

Dans l'appareil que nous utilisons, le micromètre porte 200 divisions numérotées de façon que le repère coïncide avec la division 0 lorsque la cloche plonge au maximum dans le liquide, avec la division 100 lorsque le fléau est horizontal et avec la division 200 lorsque la cloche émerge au maximum du liquide. La distance réelle séparant les images de deux traits successifs est d'environ 5 mm et il est, par conséquent, possible d'apprécier avec une bonne précision le 1/10 de division ; nous prendrons donc $(d\eta)_m = 0,1$ division.

Avant d'aborder l'étude théorique de ce manomètre, nous allons définir deux constantes caractéristiques de la balance. Supposons un instant qu'il n'y ait pas de liquide dans le récipient. L'équilibre étant réalisé, nous plaçons sur le plateau une petite masse dm ; la cloche se soulève de dH et l'organe indicateur dévie de $d\eta$. Il existe évidemment, dans le domaine d'utilisation de la balance ($0 < \eta < 200$), des relations linéaires entre deux quelconques des trois quantités dm , $d\eta$, dH ; nous posons :

$$d\eta = \alpha dm \quad (19)$$

et :

$$dH = k d\eta, \quad (20)$$

α , sensibilité de la balance, et k étant des constantes caractéristiques de la balance que l'on détermine expérimentalement.

Ceci dit, nous supposons maintenant que la cloche plonge dans un liquide de masse spécifique ϖ_0 et que le manomètre est relié à une enceinte de très grand volume contenant un gaz sous la pression P . Nous dési-

gnerons par S , S' , S et s les surfaces des différentes sections droites représentées par la figure 13.

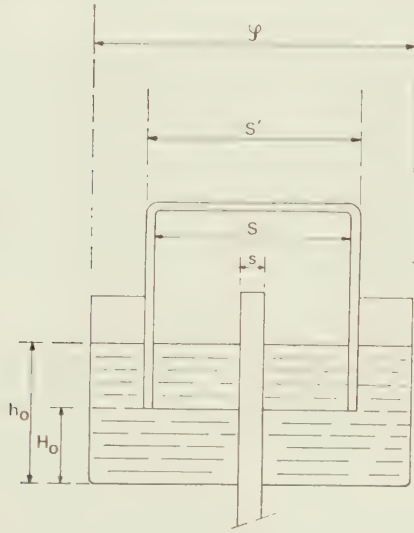


FIG. 13. — Notations utilisées dans l'étude théorique du micromanomètre à cloche plongeuse.

a) La pression P étant initialement égale à la pression atmosphérique P_0 , on tare la balance pour que le fléau prenne une position d'équilibre (quelconque) correspondant à l'indication η_0 . Désignons alors par (fig. 13) h_0 la hauteur du liquide dans le récipient et par H_0 la hauteur du liquide entre le fond du récipient et la base de la cloche. On calcule aisément le poids apparent F_0 de la cloche, égal au poids réel Mg de celle-ci diminué du poids du liquide qu'elle déplace :

$$F_0 = Mg - \varpi_0 g (S' - S) (h_0 - H_0). \quad (21)$$

b) Supposons maintenant que la pression P augmente légèrement et devienne égale à $P_0 + dP$. La cloche se soulève (H_0 augmente de dH), le fléau tourne autour du couteau central et le repère vient en regard de la division $\eta_0 + d\eta$.

D'autre part, l'excès de pression dP crée une dénivellation du liquide de part et d'autre de la cloche ; les hauteurs du liquide deviennent égales à $h_0 + dh$ à l'extérieur de la cloche, à $h_0 + dh'$ sous la cloche et nous pouvons écrire la relation :

$$dP = \varpi_0 g (dh + dh'). \quad (22)$$

Le poids apparent de la cloche a diminué de :

$$dF = SdP + \varpi_0 g (S' - S) (dh - dH). \quad (23)$$

Il existe une relation entre dH , dh et dh' , qui exprime l'invariance du volume du liquide contenu dans le récipient :

$$(S - S')dh + (S' - S)dH = (S - s)dh'; \quad (24)$$

éliminons dh' et dh entre (22), (23) et (24), nous obtenons :

$$dF = \frac{SS - S's}{S - S' + S - s} dP - \varpi_0 g \frac{(S' - S)(S - s)}{S - S' + S - s} dH.$$

C'est cette variation dF du poids apparent de la cloche qui est responsable du déplacement $d\eta$ de la position d'équilibre du fléau ; en effet, tout se passe comme si on avait ajouté sur le plateau une masse $dm = dF/g$ et, d'après la relation (19), la déviation $d\eta$ est telle que $d\eta = \alpha dF/g$. Comme, d'autre part, la relation (20) permet d'exprimer dH en fonction de $d\eta$, on obtient finalement l'expression de la sensibilité absolue du manomètre :

$$I/\Gamma_0 = (d\eta)_m \frac{dP}{d\eta} = \frac{S - S' - S - s}{SS - S's} \left[\frac{1}{\alpha} + \varpi_0 k \frac{(S' - S)(S - s)}{S - S' + S - s} \right] g (d\eta)_m. \quad (25)$$

Déterminons maintenant la seconde constante caractéristique du manomètre, sa souplesse Ω_0 ; calculons pour cela l'augmentation $d\nu$ de volume correspondant à l'augmentation de pression dP :

$$d\nu = SdH + (S - s)dh';$$

soit, en exprimant, à l'aide des relations (20), (22) et (24), dh' en fonction de $d\eta$ et de dP et en remplaçant Γ_0 par son expression (25) :

$$\Omega_0 = \frac{I}{\varpi_0 g (S - S' + S - s)} \left[\frac{k\varpi_0 (SS - S's)^2}{(S - S' + S - s) \left[\frac{1}{\alpha} + \varpi_0 k \frac{(S' - S)(S - s)}{S - S' + S - s} \right]} + (S - s)(S - S') \right]. \quad (26)$$

On démontre aisément que, lorsque la cloche plonge dans un liquide (le manomètre étant relié à l'atmosphère), la sensibilité $\alpha' = d\eta/dm$ de la balance est donnée par la relation :

$$\alpha' = \frac{I}{\alpha} + \varpi_0 k \frac{(S' - S)(S - s)}{S - S' + S - s}, \quad (27)$$

le terme en ϖ_0 traduisant l'action exercée sur la cloche par la pression hydrostatique du liquide (poussée d'Archimède). Nous appellerons α' la « sensibilité apparente de la balance ».

Les expressions de Γ_0 et Ω_0 , (25) et (26), peuvent alors s'écrire :

$$\Gamma_0 = \frac{SS - S's}{S - S' + S - s} \frac{\alpha'}{g (d\eta)_m}, \quad (28)$$

$$\Omega_0 = \frac{I}{\varpi_0 g (S - S' + S - s)} \left[k\varpi_0 \alpha' \frac{(SS - S's)^2}{S - S' + S - s} + (S - s)(S - S') \right]. \quad (29)$$

4° **Calcul des valeurs numériques des constantes caractéristiques Γ_0 et Ω_0 du micromanomètre à cloche plongeuse ; vérification expérimentale.** — Il faut d'abord déterminer les valeurs numériques des diverses quantités qui figurent dans les expressions (25), (26) et (27).

Sensibilité α de la balance. — Le récipient ne contenant pas de liquide et la balance étant tarée sur la division 0, nous plaçons sur le plateau des masses m régulièrement croissantes (de 5 en 5 mg) en notant, pour chacune d'elles, la position d'équilibre η . La courbe $\eta(m)$ est évidemment une droite dont la pente est égale à :

$$\alpha = 925 \text{ divisions/gramme,}$$

la précision étant excellente.

La sensibilité α n'est pas, en toute rigueur, une constante caractéristique de la balance car elle dépend de la charge. Il est donc indispensable de toujours opérer, désormais, à charge constante ; il suffit pour cela de prendre les deux précautions suivantes :

— si, comme c'est le cas ici, nous utilisons plusieurs cloches, il faut que leurs masses soient approximativement égales ;

— nous venons de voir que la tare placée sur le plateau équilibre le poids réel (Mg) de la cloche ; lorsque nous emplissons le récipient de liquide, le poids apparent de la cloche diminue et il faut rétablir l'équilibre en ajoutant des poids sur la cloche (et non en retirant du plateau car la charge de la balance diminuerait).

Constante k de la balance. — On appuie la pointe d'un comparateur (indiquant le 1/100 de millimètre) sur l'étrier auquel est suspendue la cloche. On mesure ainsi directement le déplacement vertical dH de cette dernière qui correspond à une déviation $d\eta$ de l'organe indicateur de la balance. L'opération montre que le rapport $dH/d\eta$ est constant dans toute l'étendue de l'échelle ($0 < \eta < 200$) et égal à :

$$k = 3,98 \cdot 10^{-3} \text{ cm/division,}$$

la précision étant, là encore, excellente.

Surfaces S' , S , S et s . — Nous disposons de deux cloches cylindriques, A et B, en aluminium, soigneusement travaillées ; leurs diamètres extérieur D' et intérieur D , ainsi que les surfaces $S' = \Pi D'^2/4$ et $S = \Pi D^2/4$, sont consignés dans le tableau ci-dessous :

Cloche	D' (cm)	S' (cm ²)	D (cm)	S (cm ²)
A	5,00	19,63	4,90	18,85
B	3,48	9,51	3,40	9,08

Les erreurs relatives sont de l'ordre de 1/1 000.

Le récipient, en aluminium, est cylindrique et mesure 13,00 cm de diamètre intérieur ; on a donc $S = 132,7 \text{ cm}^2$.

Le tuyau qui relie la cuve au manomètre est en cuivre et mesure 1,20 cm de diamètre extérieur ; on a donc :

$$s = 1,13 \text{ cm}^2.$$

Masse spécifique ϖ_0 du liquide. — Le récipient contient de l'eau distillée à laquelle on a ajouté, pour une raison que nous étudierons plus loin, quelques gouttes d'un liquide tensio-actif ; nous prendrons :

$$\varpi_0 = 1 \text{ g/cm}^3.$$

Nous possédons ainsi toutes les données nécessaires pour calculer la sensibilité α' (27) et les constantes caractéristiques Γ_0 (28) et Ω_0 (29) ; les valeurs numériques obtenues, pour chacune des deux cloches, sont consignées dans le tableau ci-dessous :

Cloche	α' divisions/gramme	Γ_0 (baryes) ⁻¹	Ω_0 cm ³ /division
A	238	46,1	0,362
B	343	31,8	0,123

Nous n'avons pas cherché à déterminer expérimentalement la sensibilité absolue Γ_0 du manomètre à cloche plongeuse car, comme nous l'avons vu, il faudrait pour cela que nous disposions d'un second manomètre déjà étalonné. D'autre part, le calcul de cette constante ne fait appel à aucune hypothèse particulière et les quantités qui figurent dans la relation (25) interviennent également dans les expressions de α' et Ω_0 ; par conséquent, si nous déterminons expérimentalement ces deux dernières constantes et si les valeurs ainsi obtenues confirment celles que nous venons de calculer, il y a tout lieu de penser qu'il en serait de même pour Γ_0 .

a) Détermination expérimentale de α' . — Nous procédons de la même façon que pour déterminer la sensibilité α , mais la cloche plonge maintenant dans de l'eau distillée et le manomètre est relié directement à l'atmosphère (les fluctuations de la pression atmosphérique, qui agissent alors en phase sur les deux faces de la cloche, ne perturbent pas la stabilité de l'appareil et la précision est excellente).

Opérons tout d'abord avec la cloche A. La courbe $\eta(m)$ obtenue, représentée sur la figure 14 (courbe a), se compose de trois parties distinctes :

— une partie I, pour $0 < \eta < 50$, rectiligne et dont la pente est égale à 237 divisions/gramme, donc à α' (à 0,4 p. 100 près) ;

— une partie II, pour $50 < \eta < 130$, très peu inclinée et qui présente un point d'inflexion au voisinage de $\eta = 100$;

— une partie III, pour $130 < \eta < 200$, rectiligne et parallèle à la partie I.

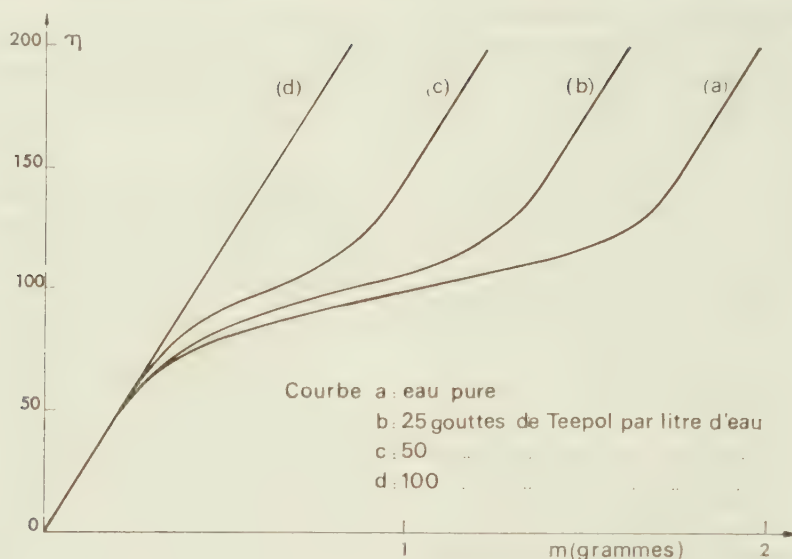


FIG. 14. — Phénomènes de capillarité dans le micromanomètre à cloche plongeuse.

L'existence de la partie II de la courbe s'explique simplement si l'on tient compte de la force que l'eau exerce, du fait de sa tension superficielle, sur la cloche. En effet, la composante verticale F de cette force est donnée par la relation :

$$F = \Pi(D + D')\mathcal{A} \cos \theta.$$

La tension superficielle de l'eau pure, $\mathcal{A} = 76$ dynes/cm, est l'une des plus élevées que nous connaissons ; d'autre part, l'eau ne mouille pas la paroi en aluminium de la cloche et l'angle de raccordement θ est certainement assez petit. Il en résulte que la force F doit être grande, compte tenu de la sensibilité de la balance. Si cette force est constante, elle ne modifie pas les résultats théoriques obtenus (α' , Γ_0 , Ω_0) car tout se passe alors comme si le poids réel de la cloche, au lieu d'être égal à Mg , était égal à $(Mg - F)$; c'est ce qui se passe dans les parties I et III. Par contre, il faut admettre que, dans la partie II, l'angle θ varie lorsque la cloche se déplace dans le liquide et il est bien évident que le manomètre à cloche plongeuse est alors inutilisable.

Ajoutons quelques gouttes d'un liquide tensio-actif, tel que le Teepol, à l'eau contenue dans le récipient et relevons de la même manière la courbe $\eta(m)$; nous observons (courbes b , c et d de la figure 14) une disparition progressive de la partie II à mesure que l'on augmente la concentration en Teepol. La courbe $\eta(m)$ se réduit à une droite lorsque le mélange contient environ 100 gouttes de Teepol par litre d'eau.

La pente $d\eta/dm$ de cette droite est égale à 237 divisions/gramme pour la cloche A et ne diffère donc que de 0,4 p. 100 de la valeur théorique $\alpha' = 238$ divisions/gramme. Pour la cloche B, nous trouvons :

$$d\eta/dm = 341 \text{ divisions/gramme,}$$

soit un écart de 0,5 p. 100 avec la valeur théorique :

$$\alpha' = 343 \text{ divisions/gramme.}$$

Donc, une fois les phénomènes de capillarité éliminés, l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales de la sensibilité apparente α' est excellent.

b) Détermination expérimentale de la constante caractéristique Ω_0 . — Le dispositif est représenté sur la figure 15 ; le manomètre est relié à une chambre cylindrique en cuivre (3,3 cm de diamètre intérieur, 10,0 cm de longueur), dont l'une des bases est fermée par un capuchon au travers duquel peut coulisser un piston de 1,100 cm de diamètre commandé par une vis micrométrique permettant d'apprécier le 1/100 de millimètre ; des joints

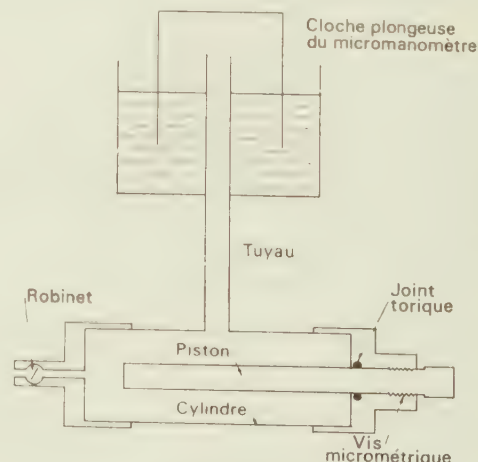


FIG. 15. — Dispositif utilisé pour déterminer la constante caractéristique Ω_0 du micromanomètre.

toriques assurent l'étanchéité au niveau du piston. Le capuchon fermant la seconde base du cylindre est équipé d'un robinet qui permet, avant chaque mesure, d'égaliser les pressions à l'intérieur et à l'extérieur (P_0) du dispositif.

Nous utilisons la relation (18). La section S_0 du piston est égale à $0,950 \text{ cm}^2$ et nous prenons pour Γ_0 la valeur théorique calculée au début de ce paragraphe. Dans le tableau ci-dessous sont consignées, pour chacune des deux cloches, la valeur du volume $\mathcal{V}_0$ (somme des volumes intérieurs de la cloche, de la tuyauterie et de la chambre cylindrique) et celle, déterminée expérimentalement, du rapport $dl/d\eta$ ($d\eta$, déviation du manomètre correspondant à un déplacement dl , « isotherme », du piston).

Cloche	$\mathcal{V}_0 \text{ cm}^3$	$dl/d\eta$ cm/division	$(\Omega_0)_{\text{exp}}$ cm ³ /barye	$(\Omega_0)_{\text{th}}$ cm ³ /barye
A	880	0,082	0,363	0,362
B	780	0,041	0,124	0,123

Remarque. — On constate que la quantité $\mathcal{V}_0/P_0$ ($P_0 \sim 10^6$ baryes) est tout à fait négligeable devant $\Gamma_0 S_0 (d\eta)_m dl/d\eta$, ce qui est très heureux car le volume $\mathcal{V}_0$ ne peut être mesuré qu'avec une précision médiocre.

Il apparaît immédiatement que les valeurs expérimentales $(\Omega_0)_{\text{exp}}$ ainsi déterminées concordent très bien avec les valeurs théoriques $(\Omega_0)_{\text{th}}$, l'écart entre les deux étant égal à 0,2 p. 100 pour la cloche A, à 0,8 p. 100 pour la cloche B.

En conclusion, les valeurs numériques des constantes caractéristiques Γ_0 et Ω_0 , calculées à partir des relations (25) et (26), peuvent être adoptées sans hésitation ; l'erreur relative peut être évaluée à environ 1/100.

5° Sensibilité effective Γ_e du manomètre à cloche plongeuse. — Connaissant les constantes Γ_0 et Ω_0 , il nous reste à déterminer les volumes V_0 et v_0 avant de calculer la sensibilité effective Γ_e pour chacune des deux cloches.

Détermination du volume V_0 . — Le volume V_0 occupé par le gaz soumis aux ondes est égal au volume intérieur $\mathcal{V}$ de la cuve, diminué des volumes V_{HP} du haut-parleur et V_c du croisillon et de la partie de la tige située à l'intérieur de la cuve (le haut-parleur étant placé en sa position optimale pour la quatrième fréquence de résonance).

Nous connaissons déjà (§ I.2) :

$$\mathcal{V} = (47\,480 \pm 100) \text{ cm}^3.$$

Le volume V_c peut également être calculé avec précision. On trouve :

$$V_c = (217 \pm 5) \text{ cm}^3.$$

Il est impossible de calculer V_{HP} avec précision mais, celui-ci étant très petit devant $\mathcal{V}$, nous pouvons nous contenter d'une estimation grossière ; nous prendrons :

$$V_{\text{HP}} = (250 \pm 100) \text{ cm}^3.$$

Nous obtenons donc, en fin de compte :

$$V_0 = (47\,000 \pm 200) \text{ cm}^3.$$

Détermination du volume v_0 . — Le volume v_0 occupé par le gaz qui n'est pas soumis aux ondes est égal à la somme des volumes intérieurs de la tuyauterie, du raccord contenant le tampon de coton et de la cloche ; sa détermination est difficile mais, étant donné que v_0 n'intervient que dans la somme $V_0 + v_0$ et qu'il est beaucoup plus petit que V_0 , on peut se contenter là encore d'une estimation. Ainsi nous prendrons :

$$\begin{aligned} v_0 &= 800 \text{ cm}^3 && \text{avec la cloche A,} \\ v_0 &= 700 \text{ cm}^3 && \text{avec la cloche B,} \end{aligned}$$

l'erreur absolue étant, dans les deux cas, de l'ordre de 50 cm^3 .

Nous prenons pour P_0 la valeur de la pression atmosphérique normale, soit :

$$P_0 = 1,013 \cdot 10^6 \text{ baryes}$$

et la relation (17) nous donne finalement :

$$\begin{aligned} \Gamma_e &= 5,28 (\text{baryes})^{-1} && \text{pour la cloche A,} \\ \Gamma_e &= 8,77 (\text{baryes})^{-1} && \text{pour la cloche B.} \end{aligned}$$

Ces résultats conduisent à deux remarques : la diminution de l'excès de pression due à la déformation du manomètre est très importante, surtout avec la cloche A pour laquelle Γ_e est 8,7 fois plus petit que Γ_0 ; cependant, et c'est ce qui importe, les plus petites valeurs du terme isotrope que le manomètre puisse mesurer (égales à $1/\Gamma_e$) sont de l'ordre de 0,2 barye pour la cloche A, de 0,1 barye pour la cloche B, donc suffisamment faibles.

Si nous voulions, par exemple, que Γ_e ne diffère de Γ_0 que de 1 p. 100, il faudrait que V_0 soit égal à $36,2 \text{ m}^3$ pour la cloche A, à $12,3 \text{ m}^3$ pour la cloche B.

Nous avons déjà chiffré les erreurs relatives correspondant aux quantités V_0 , v_0 , Γ_0 et Ω_0 . D'autre part, le fait d'avoir supposé le gaz parfait et remplacé, dans la relation (17), χ_T par $1/P_0$ n'entraîne, pour la plupart des gaz réels (dans les conditions normales), qu'une erreur relative de l'ordre de 0,2 p. 100, donc négligeable. En outre, nous conviendrons de ne pas tenir compte des variations de P_0 égales ou inférieures à 2 p. 100 de part et d'autre de la valeur normale. Dans ces conditions, les erreurs relatives maximales qui affectent les valeurs numériques des sensibilités effectives Γ_e sont, pour les deux cloches, égales à 4 p. 100, donc relativement faibles.

Ceci dit, la relation (§ II.2) :

$$d\eta = \Gamma_e (d\eta)_m \Delta P$$

peut maintenant s'écrire sous forme numérique ; nous obtenons ainsi la valeur ΔP_{ex} (en baryes) du terme isotrope qui correspond à une déviation $d\eta$ de l'organe indicateur du micromanomètre :

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{ex}} &= 1,80 \, d\eta && \text{pour la cloche A,} \\ \Delta P_{\text{ex}} &= 1,14 \, d\eta && \text{pour la cloche B.} \end{aligned} \quad (30)$$

Nous ne rendrons compte des résultats obtenus expérimentalement, par la méthode de détermination directe de Γ_e , que dans le prochain paragraphe, après avoir décrit le dispositif protégeant le manomètre contre les fluctuations de la pression atmosphérique.

6° Protection du micromanomètre contre les fluctuations de la pression atmosphérique. —

Il ne suffit pas de posséder un micromanomètre très sensible et étalonné avec précision pour que le problème de la mesure d'une petite variation de la pression d'un gaz puisse être considéré comme résolu ; il faut encore (et cette question est aussi importante que celle de l'étalonnage) protéger efficacement l'appareil contre les fluctuations de la pression atmosphérique.

Remarque. — Pour illustrer l'importance de ces fluctuations et la sensibilité du micromanomètre à cloche plongeuse, disons que nous enregistrons très nettement l'ouverture d'une porte ou d'une fenêtre dans une pièce très éloignée de celle où nous travaillons et même des explosions se produisant sur un terrain militaire distant de plusieurs kilomètres.

Le procédé le plus simple consiste à amortir le fléau de la balance jusqu'à ce que cette dernière n'enregistre plus les fluctuations, toujours très rapides, de P_0 . Nous devons, malheureusement, y renoncer car nous verrons plus loin que la mesure correcte du terme isotrope ΔP_{ex} exige que la constante de temps du manomètre soit la plus petite possible.

Une autre méthode consiste à enfermer le manomètre dans une caisse étanche et indéformable. Elle est, en fait, pratiquement irréalisable car il faudrait que le volume de cette caisse soit très grand (devant V_0) pour que la pression P_0 de l'air qu'elle contient ne varie pas lorsque la cloche plongeuse se déplace ; on calcule, en effet, que la diminution relative de la sensibilité effective du manomètre, due à ces variations de pression, serait supérieure à 5 p. 100 (avec la cloche A) si le volume de la caisse était plus petit que 900 litres. Il est évident que la construction d'une enceinte étanche et rigide d'un volume aussi grand présente de très sérieuses difficultés.

Indépendamment de cela, la pression de l'air contenu dans la caisse ne restera constante que si la température l'est également ; or, pour que les variations de pression ne dépassent pas 10 baryes, il faudrait que la température de l'enceinte soit maintenue constante à $3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ près, ce qui est évidemment impossible. Ce fait présente cependant moins d'importance car les variations de la température ambiante, toujours lentes et continues,

peuvent être corrigées par une méthode graphique après avoir relevé, avant et après l'expérience, les indications η du manomètre en fonction du temps.

Nous avons, en définitif, adopté une solution de compromis qui, si elle est loin de résoudre complètement le problème, donne néanmoins des résultats assez satisfaisants. Le manomètre est enfermé dans une caisse indéformable de volume relativement petit (donc facilement réalisable) qui, sans être parfaitement étanche, l'est suffisamment pour que les fluctuations de la pression extérieure ne parviennent que très amorties au manomètre.

Cette caisse, représentée sur la figure 16, est constituée par d'épais panneaux (en fibres de bois agglomérées et comprimées) dont la rigidité est assurée par des lourds montants en chêne et des cornières. Son volume intérieur est de l'ordre de 200 litres.

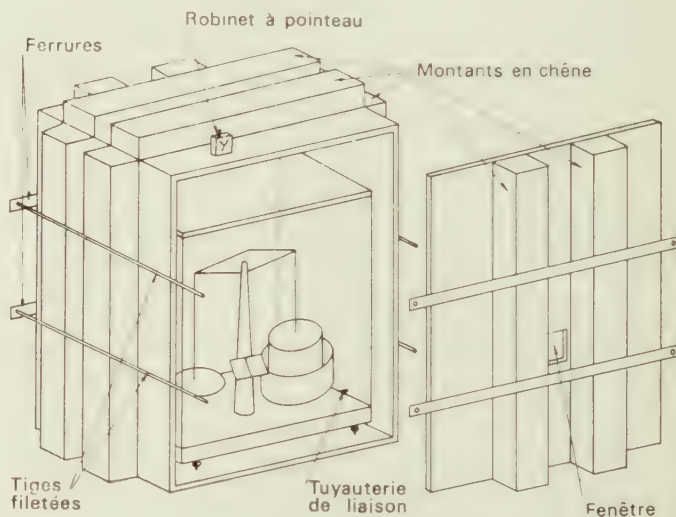


FIG. 16. — Caisse protégeant le micromanomètre contre les fluctuations de la pression atmosphérique.

Deux fenêtres, fermées par des plaques en plexiglas, ont été pratiquées dans les panneaux avant et arrière. La première permet d'observer l'organe indicateur du manomètre (image de l'échelle sur le verre dépoli) ; la seconde permet d'éclairer le dispositif optique de la balance à l'aide d'une lanterne placée à l'extérieur de la caisse (ceci afin d'échauffer le moins possible l'air contenu dans cette dernière).

La tuyauterie qui relie le manomètre à la cuve traverse en force l'une des parois latérales de la caisse.

Un robinet à pointeau à ouverture très progressive, monté sur la paroi supérieure de la caisse, permet de contrôler l'étanchéité du dispositif. Dans ces conditions, les fluctuations de la pression extérieure se manifestent de façon encore sensible mais cependant assez faible pour que les mesures soient possibles ; ces dernières restent néanmoins très délicates et ne peuvent être effec-

tuées que dans un local bien abrité et par temps très calme (absence de vent).

Nous pouvons alors déterminer expérimentalement la sensibilité effective Γ_e du manomètre à cloche plongeuse, en utilisant la méthode directe décrite dans le paragraphe II.2. Nous obtenons ainsi, pour chacune des deux cloches, des valeurs qui, par suite des fluctuations de P_0 , sont assez dispersées mais dont la moyenne (portant sur un grand nombre de résultats) est très voisine de la valeur théorique calculée dans le paragraphe précédent.

En conclusion, le problème de l'étalonnage du micro-manomètre à cloche plongeuse peut être considéré comme résolu de manière satisfaisante et les relations (30) peuvent être adoptées sans réserve.

III. — Protection du micromanomètre contre une action mécanique directe de l'onde acoustique

Dans le paragraphe V (première partie), nous avons souligné l'importance du tampon de coton placé dans la tuyauterie qui relie la cuve au manomètre ; il doit, en effet, absorber les ondes acoustiques provenant de la cuve, les empêchant ainsi de parvenir jusqu'à la cloche sur laquelle elles exerceraient une tension de radiation (effort $\vec{F}_1$) qui, agissant dans le même sens que le terme isotrope, fausserait la mesure de celui-ci.

Le problème qui se pose alors est le suivant : quel affaiblissement le coton doit-il introduire pour que l'action mécanique exercée directement par l'onde sur la cloche du manomètre soit négligeable devant la force de pression due au terme isotrope ΔP ?

Il faut, pour répondre à cette question, déterminer l'ordre de grandeur de la sensibilité du micromanomètre à cloche plongeuse à l'égard de la tension de radiation.

Supposons que le petit volume gazeux enfermé sous la cloche soit le siège d'un champ acoustique de densité moyenne d'énergie W' lorsqu'on établit dans la cuve (volume V_0) une densité d'énergie W ; dans ces conditions, la composante verticale (dirigée vers le haut) de la tension de radiation maximale qui peut s'exercer sur le fond de la cloche est égale à SW' et nous pouvons calculer la déviation $d\eta'$ de l'organe indicateur du manomètre qui correspond à cette force. Nous ne tenons pas compte du terme isotrope (ce qui est logique puisque les efforts dus aux termes isotrope et anisotrope sont du second ordre), mais nous considérons le fait que le déplacement $kd\eta'$ de la cloche produit une augmentation $d\nu$ du volume occupé par le gaz et, par conséquent, une diminution dP de la pression hydrostatique de ce dernier.

Nous établissons aisément la relation (en conservant les mêmes notations que dans le § II.3) :

$$\left[k \left(\frac{SS - S's}{S - S' + S - s} \right)^2 + \frac{Mg}{\alpha'} \right] d\eta' = MSW',$$

où nous avons posé :

$$M = \frac{V_0 + \nu_0}{P_0} + \frac{1}{\omega_0 g} \frac{(S - s)(S - S')}{S - S' + S - s};$$

soit, sous forme numérique :

- pour la cloche A, $d\eta' = 0,705 W'$,
- pour la cloche B, $d\eta' = 1,028 W'$.

Nous pouvons maintenant calculer l'affaiblissement que le tampon de coton doit introduire pour que le terme isotrope seul agisse sur le manomètre. A une densité d'énergie W dans la cuve correspond en effet un terme isotrope $\Delta P = W(\gamma - 1)/2$ et des déviations $d\eta$ du manomètre qui, pour les deux cloches, nous sont données par les relations (30) ; ainsi, dans le cas d'un gaz diatomique ($\gamma = 1,4$), nous avons :

- pour la cloche A, $d\eta = 0,106 W$,
- pour la cloche B, $d\eta = 0,175 W$.

Si nous voulons que $d\eta/d\eta' = 100$ (c'est-à-dire que la déviation du manomètre due à la tension de radiation soit tout à fait négligeable devant celle due au terme isotrope), il faut donc que l'affaiblissement (exprimé en décibels) $A = 10 \log (W/W')$ subi par les ondes entre la cuve et le manomètre soit égal à 28,2 dB pour la cloche A, à 27,7 dB pour la cloche B.

On sait que, pour les fréquences moyennes, le coton (convenablement serré) absorbe environ 1 dB par centimètre d'épaisseur ; nous avons donc intercalé dans la tuyauterie un cylindre métallique étanche (fig. 17), bourré de coton, mesurant 30 cm de longueur et 5 cm de diamètre. En outre, afin que les vibrations ne se transmettent pas jusqu'au manomètre par l'intermédiaire des parois métalliques du cylindre et de la tuyau-

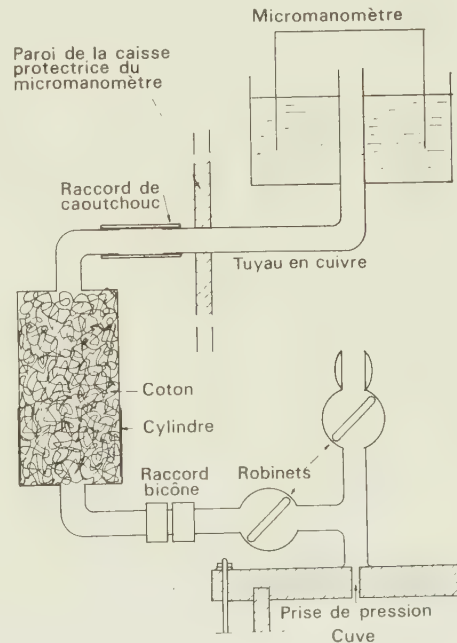


FIG. 17. — Tuyauterie reliant la cuve au micromanomètre.

terie, cette dernière a été coupée, à la sortie du cylindre, et les deux parties ainsi formées ont été reliées par un tuyau en caoutchouc de 5 cm de longueur, assez épais pour qu'il ne se déforme pas sous l'action du terme isotrope (ses extrémités sont serrées par deux colliers qui assurent l'étanchéité).

Dans ces conditions, il est permis de penser que l'affaiblissement réel subi par les ondes entre la cuve et le manomètre sera largement supérieur à 30 dB car les nombreux coudes de la tuyauterie, les changements répétés de sections et le petit diamètre (2 mm) de la prise de pression, absorbent certainement, à eux seuls, une énergie acoustique importante.

Pour nous en assurer, nous plongeons dans le liquide,

à la place de la cloche, un cylindre métallique (de mêmes dimensions que la cloche A) dont la base supérieure est fermée par la membrane d'un microphone à condensateur étaloné (l'étanchéité acoustique est assurée). Nous mesurons, pour la quatrième fréquence de résonance de la cuve, les tensions V aux bornes du microphone piézo-électrique placé dans la cuve et V' aux bornes du microphone à condensateur ; nous en déduisons les densités d'énergie W et W' . On trouve ainsi que W' est inférieure à W de plus de 50 dB.

Nous pouvons donc admettre, en toute certitude, que les tensions de radiation n'exerceront aucune action sensible sur le micromanomètre, dont les déviations seront dues uniquement au terme isotrope ΔP_{ex} .

TROISIÈME PARTIE

RÉSULTATS DES MESURES DU TERME ISOTROPE DE LA TENSION DE RADIATION ACOUSTIQUE DANS L'ARGON, L'AIR ET LE GAZ CARBONIQUE

I. — Mode opératoire

Nous avons déjà exposé le principe de la manipulation dans le paragraphe V (première partie).

La détermination de ΔP_{th} ne présente aucune difficulté dès que le microphone est étaloné.

Par contre, la mesure de ΔP_{ex} est très délicate car la variation de la pression du gaz contenu dans la cuve n'est pas due uniquement au terme isotrope, mais aussi aux phénomènes thermiques (faibles en valeur absolue mais extrêmement gênants par suite de la grande sensibilité du manomètre) qui se manifestent dans la bobine mobile du haut-parleur ; en effet, la plus grande partie de l'énergie électrique fournie à ce dernier est dissipée par effet Joule et il en résulte que l'organe indicateur du manomètre, au lieu de se déplacer d'une quantité $d\eta$ bien déterminée, dévie au contraire de façon continue et très rapide à partir du moment où l'on ferme le circuit du haut-parleur. Il est donc absolument nécessaire de mettre au point un mode opératoire qui permette de contrôler ou de réduire ces phénomènes thermiques.

Une première méthode consiste à dissiper dans la cuve une puissance calorifique constante, que la densité moyenne d'énergie vibratoire soit nulle ou maximale (valeur W). L'allure théorique de la courbe que nous obtiendrons alors en portant les indications η du manomètre en fonction du temps est représentée sur la figure 18, t_1 désignant l'instant où l'on établit dans la cuve le champ acoustique et t_2 l'instant où on le supprime. Les trois segments de droite qui composent la courbe devant être parallèles, on déterminera aisément la déviation $d\eta$ due au terme isotrope seul.

Cette dissipation constante de chaleur peut être obtenue

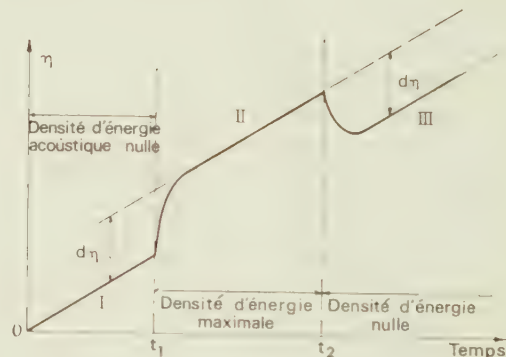


FIG. 18. — La puissance calorifique dissipée dans la cuve est constante.

nue en enfermant dans la cuve, à côté du haut-parleur, une résistance pure égale à la résistance ohmique de la bobine mobile ; la puissance électrique, maintenue constante, fournie par l'amplificateur est dirigée, à l'aide d'un commutateur, soit sur la résistance (instants initial et t_2), soit sur le haut-parleur (instant t_1).

Remarques. — a) C'est pour pouvoir alimenter cette résistance que nous avons prévu quatre fiches femelles à l'extrémité du tube qui soutient le haut-parleur.

b) On peut aussi imaginer une autre méthode basée sur le fait que, au voisinage de la fréquence de résonance ν_0 de la cuve, la puissance calorifique dissipée dans la bobine mobile du haut-parleur ne dépend pratiquement pas de la fréquence ν de la tension d'excitation alors que la densité moyenne d'énergie W en dépend, au contraire, énormément. Ainsi, le niveau de sortie du

générateur et le gain de l'amplificateur étant constants, on agira uniquement sur la fréquence ν qui sera égale à ν_0 entre les instants t_1 et t_2 (W et ΔP maximales), différente de ν_0 avant t_1 et après t_2 (W et ΔP pratiquement nuls). En fait, cette méthode nous obligerait à fournir au haut-parleur, pendant un temps assez long, une puissance électrique supérieure à sa puissance nominale, ce qui risquerait d'endommager gravement l'appareil.

Si nous essayons alors de mesurer, dans ces conditions, le terme isotrope ΔP_{ex} , nous constatons que le manomètre dévie bien aux instants t_1 et t_2 mais que les variations de pression sont toujours beaucoup plus grandes que les valeurs théoriques ΔP_{th} .

Ce phénomène s'explique de la façon suivante. Lorsque le haut-parleur ne fonctionne pas (partie I de la courbe), le gaz contenu dans la cuve est immobile et, du fait de sa faible conductivité calorifique, la chaleur dégagée dans la résistance reste en grande partie localisée au voisinage de cette dernière. Lorsque, à l'instant t_1 , on établit un champ acoustique très intense, le gaz est brassé (phénomène de déferlement) et cette chaleur est rapidement répartie dans toute la cuve ; il en résulte une brusque élévation de la température globale du gaz, d'où une augmentation de pression qui se superpose au terme isotrope. Lorsque, à l'instant t_2 , on coupe le circuit d'alimentation du haut-parleur, le gaz cesse d'être brassé et les couches situées au voisinage des parois de la cuve se refroidissent très rapidement (car, la capacité calorifique de la cuve étant très grande, la température des parois reste constamment égale, très sensiblement, à la température ambiante) ; il se produit donc une brusque diminution de la pression du gaz qui se superpose, cette fois encore, au terme isotrope.

Cette explication se vérifie très simplement en enfermant un petit ventilateur dans la cuve, à la place du haut-parleur ; la résistance pure est choisie de façon à ce qu'elle dissipe la même chaleur que le moteur de ce ventilateur et un commutateur permet de diriger une puissance électrique constante soit sur la résistance, soit sur le ventilateur. On obtient alors des courbes $\eta(t)$ qui présentent la même allure que celle de la figure 18 : la pression du gaz contenu dans la cuve augmente brusquement lorsqu'on branche le ventilateur, diminue lorsqu'on le coupe.

Nous avons alors essayé de mesurer le terme isotrope ΔP_{ex} en enfermant dans la cuve, outre le haut-parleur et la résistance fonctionnant alternativement comme il a été indiqué plus haut, le ventilateur qui reste constamment branché durant tout le temps d'une mesure (afin que la chaleur dissipée dans son moteur ne perturbe pas l'équilibre thermique). Après essai, ce dispositif a dû être abandonné pour deux raisons :

- le ventilateur crée à l'intérieur de la cuve des tourbillons qui perturbent énormément la stabilité du manomètre ;
- la présence du ventilateur (pourtant très petit)

détruit la symétrie de la cuve et entraîne une diminution importante (~ 5 dB) de l'intensité acoustique.

Par conséquent, il faut renoncer à dissiper dans la cuve une puissance calorifique constante et nous supprimons donc la résistance chauffante.

Le principe de la méthode de mesure que nous avons définitivement adoptée et mise au point est basé sur le fait que, si nous fermons le circuit du haut-parleur après que ce dernier soit resté longtemps débranché (température uniforme du gaz), le terme isotrope se manifeste aussitôt mais, par contre, l'augmentation de pression due aux phénomènes thermiques ne se développe que plus lentement, par suite de l'inertie calorifique du système. Par conséquent, si la constante de temps du micromanomètre est suffisamment faible, il doit être possible de distinguer les deux phénomènes et, par suite, de mesurer ΔP_{ex} .

Le micromanomètre à cloche plongeuse se prête à cette méthode car sa constante de temps est de l'ordre de 3 secondes lorsque le dispositif d'amortissement du fléau de la balance est supprimé.

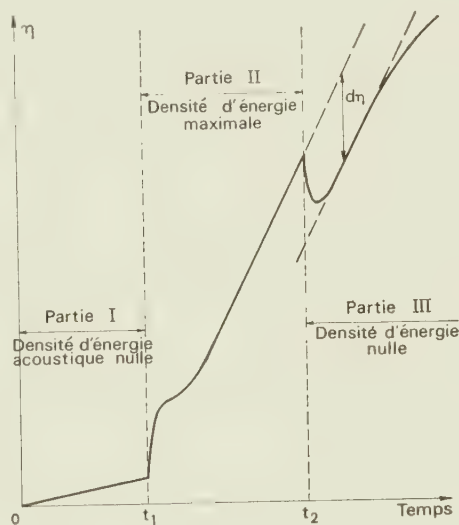


FIG. 19. — La puissance calorifique dissipée dans la cuve n'est pas constante.

Nous opérons de la façon suivante. Nous accordons le générateur sur la quatrième fréquence de résonance de la cuve et réglons son niveau de sortie (le gain de l'amplificateur étant maximal) de manière à obtenir la densité moyenne d'énergie voulue. Nous annulons alors le gain de l'amplificateur, sans toucher au réglage du générateur, et attendons (environ une demi-heure) que le haut-parleur soit complètement refroidi. Lorsqu'il en est ainsi, nous déclenchons le chronomètre (instant 0) et notons toutes les 10 secondes l'indication η du manomètre ; la courbe $\eta(t)$ ainsi obtenue (partie I de la courbe représentée sur la figure 19) est une droite (nous ne tenons pas compte ici des fluctuations de P_0) dont la

pente, positive ou négative, est toujours assez faible (la droite est rarement horizontale car les petites variations de la température ambiante, dues par exemple à la présence de l'opérateur, suffisent pour faire varier la pression du gaz contenu dans la cuve). Lorsque la pente de cette partie I est bien précisée, nous augmentons (instant t_1) le gain de l'amplificateur jusqu'à le rendre maximal et réajustons très rapidement, si besoin est, la fréquence du générateur pour l'accorder exactement sur la résonance. Nous notons toujours, mais maintenant toutes les 5 secondes, l'indication η du manomètre et nous obtenons ainsi une courbe dont l'allure est celle de la partie II; on observe tout d'abord une déviation brusque de l'organe indicateur du manomètre, due au terme isotrope, puis la courbe s'infléchit progressivement vers le haut à mesure que la bobine s'échauffe et devient finalement rectiligne lorsque la température d'équilibre est atteinte. Nous laissons fonctionner le haut-parleur juste le temps nécessaire (1 minute environ) pour pouvoir repérer avec précision la pente (très prononcée) de cette partie rectiligne, puis (instant t_2) nous annulons rapidement le gain de l'amplificateur et continuons de noter, de 5 en 5 secondes, les indications η . Nous obtenons ainsi la partie III de la courbe; le manomètre dévie brusquement sous l'action du terme isotrope, puis la courbe redevient sensiblement parallèle à la partie rectiligne II (car le gaz et la bobine ne se refroidissent que très lentement) avant de s'infléchir progressivement vers le bas.

Il est évident que les phénomènes thermiques sont plus importants à l'instant t_2 qu'à l'instant t_1 ; par contre, la figure 19 montre clairement que c'est en t_2 que la détermination graphique de la déviation $d\eta$, due au terme isotrope, est la plus précise puisque les parties rectilignes II et III sont sensiblement parallèles. C'est donc en ce dernier point que nous mesurerons ΔP_{ex} et il est par conséquent inutile de relever la partie I de la courbe.

Mais, si les parties rectilignes II et III sont sensiblement parallèles, elles ne le sont généralement pas rigoureusement (la pente de la partie III étant légèrement plus faible que celle de la partie II) et la question très importante qui se pose alors est de savoir à quel instant (voisin de t_2) nous devons mesurer la déviation $d\eta$, c'est-à-dire la distance verticale séparant les prolongements des droites II et III de la courbe $\eta(t)$. Nous avons essayé d'y répondre en procédant de la façon suivante : nous relevons, pour un gaz, une densité moyenne d'énergie W et une cloche plongeuse donnés, une vingtaine de courbes et nous mesurons, sur chacune d'elles, les déviations $d\eta'$ et $d\eta''$ correspondant respectivement aux instants t_2 et $t_2 + 10$ (c'est-à-dire 10 secondes après t_2) (fig. 20 a). Nous portons alors les $d\eta'$ sur un axe vertical d'abscisse 0 (fig. 20 b), les $d\eta''$ sur un second axe, parallèle au premier, d'abscisse 10 et nous joignons par une droite les deux points qui correspondent à une même courbe $\eta(t)$. Nous obtenons ainsi un faisceau de droites

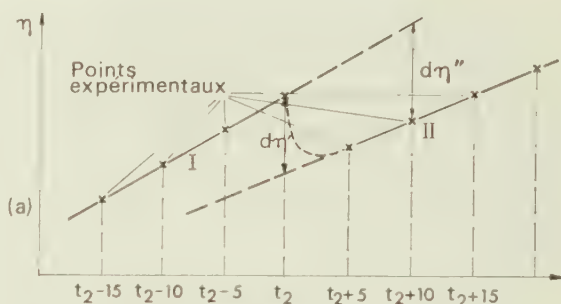


FIG. 20 a.

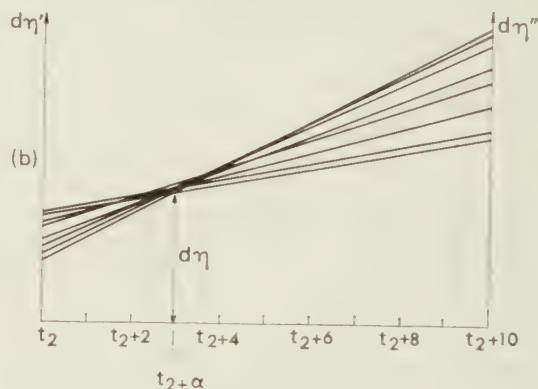


FIG. 20 b.

FIG. 20. — Détermination de la déviation $d\eta$ du micromanomètre.

qui, comme on le constate sur la figure, se coupent très sensiblement en un même point, d'abscisse α . Nous vérifions que, pour une cloche donnée, α ne dépend pratiquement pas du gaz contenu dans la cuve ni de la densité d'énergie W ; par contre, α dépend de la cloche utilisée et est égal à 3 secondes pour la cloche A, à 2 secondes pour la cloche B. Il est donc permis de conclure que c'est à l'instant $t_2 + \alpha$ que nous devons mesurer la déviation $d\eta$ due au terme isotrope ΔP_{ex} .

Il nous faut maintenant évaluer les différentes erreurs qui risquent d'affecter la détermination de $d\eta$.

— Les fluctuations de la pression atmosphérique se traduisent par une dispersion des points expérimentaux; le tracé des droites II et III, qui passent au plus près de ces points, est assez incertain car le nombre des points est limité : 5 ou 6 dans la partie I (le haut-parleur doit fonctionner le moins longtemps possible), 4 ou 5 dans la partie II (le refroidissement du gaz commence à se manifester une vingtaine de secondes après l'instant t_2 et la courbe $\eta(t)$ s'infléchit vers le bas). L'erreur absolue qui en résulte est d'autant plus grande que les pentes des droites II et III sont plus élevées, donc que $d\eta$ est lui-même plus grand (car ces pentes sont proportionnelles à la puissance électrique fournie au haut-parleur, donc à la densité d'énergie W et au terme isotrope ΔP_{ex}); on peut admettre, après examen des

courbes, que l'erreur relative est constante et la chiffrer à environ 10 p. 100.

Remarque. — La figure 21 représente deux courbes $\eta(t)$ relevées effectivement et illustre l'importance de ces fluctuations.

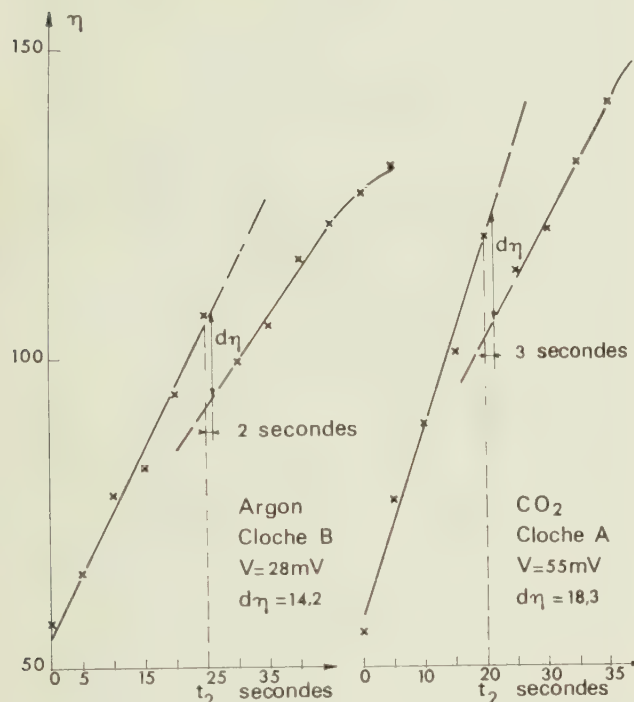


FIG. 21. — Deux courbes $\eta(t)$ effectivement relevées.

— L'organe indicateur du manomètre se déplace très rapidement (d'autant plus que W est plus élevée) et il est difficile d'observer sa position, à un instant donné, sans commettre une erreur qui varie entre 0,2 division (pour les W faibles, c'est-à-dire des $d\eta$ de l'ordre de 10 divisions) et 0,5 division (W élevées, $d\eta \sim 20$ divisions); ainsi, l'erreur relative correspondant à $d\eta$ est de l'ordre de 5 p. 100 (car $d\eta$ est égale à la différence de deux indications du manomètre et les erreurs absolues s'ajoutent).

Remarque. — Signalons, à ce sujet, que la cloche B, la plus sensible, est inutilisable lorsqu'on veut mesurer les ΔP_{ex} correspondant aux densités d'énergie les plus élevées (supérieures à environ 155 dB), car l'organe indicateur du manomètre se déplace alors trop vite et dépasse la limite supérieure de l'échelle ($\eta = 200$) avant que nous ayons eu le temps de préciser la pente de la droite II.

En conclusion, l'erreur relative maximale que l'on peut commettre dans la détermination de $d\eta$ est évaluée à 15 p. 100; comme, d'autre part, la sensibilité effec-

tive Γ_e du micromanomètre à cloche plongeuse n'est connue qu'avec une précision de l'ordre de 4 p. 100 (§ II.5, deuxième partie), on peut admettre que l'erreur relative qui affecte les valeurs expérimentales ΔP_{ex} du terme isotrope est de l'ordre de 20 p. 100, donc très élevée.

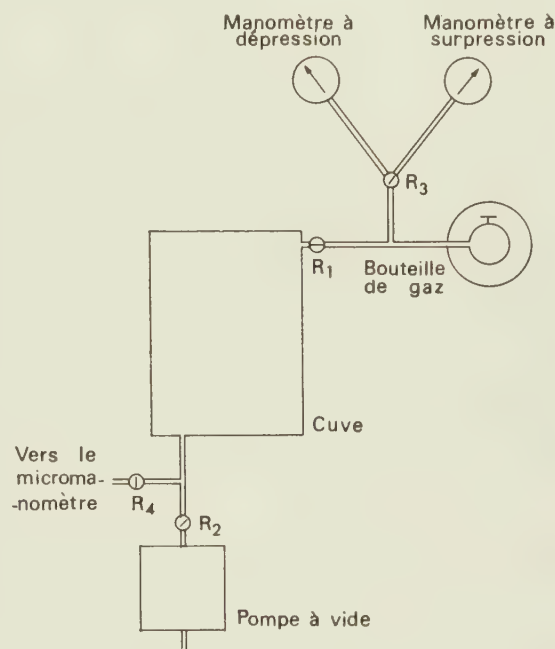


FIG. 22. — Dispositif assurant le vidage et le remplissage de la cuve.

Avant de rendre compte des résultats obtenus, il nous reste à décrire brièvement la façon dont on procède pour emplir la cuve d'un gaz autre que l'air (fig. 22).

Le détendeur de la bouteille étant fermé, nous pompions jusqu'à ce que la pression dans la cuve descende à 700 g/cm^2 . Nous fermons alors R_2 et ouvrons le détendeur jusqu'à ce que la pression remonte à $1\,300 \text{ g/cm}^2$. Nous répétons cette opération une dizaine de fois et par faisons ensuite le remplissage en faisant circuler dans la cuve, pendant le temps nécessaire, un courant de gaz. Le robinet R_4 reste fermé durant toute l'opération afin de protéger le micromanomètre contre des différences de pression trop élevées.

Nous contrôlons le degré de remplissage en mesurant, à l'aide d'un fréquencesmètre électronique, les fréquences de résonance longitudinale de la cuve. Ces mesures doivent être effectuées avec soin car, les célérités C du son dans l'air, l'argon et le gaz carbonique, étant peu différentes, il en est de même des fréquences de résonance; il faut, en particulier, attendre que la température du gaz soit redevenue égale à la température ambiante.

II. — Résultats expérimentaux (*)

On peut représenter graphiquement les résultats obtenus, dans chacun des trois gaz, en portant les termes isotropes en ordonnées et, en abscisses, les densités moyennes d'énergie W ou les carrés des tensions V ; le choix entre ces deux dernières grandeurs appelle quelques remarques.

Porter les W en abscisse serait plus logique car on connaît alors avec précision la pente, égale à $(\gamma - 1)/2$, de la droite qui traduira la formule (12) de Lorentz-Brillouin. D'autre part, le résultat d'une mesure de ΔP_{ex} , correspondant à une densité d'énergie W , sera représenté par un point situé au centre d'un rectangle dont les côtés seront égaux au double des erreurs absolues maximales qui affectent les déterminations de ΔP_{ex} et de W ; mais, étant donné les valeurs élevées de ces erreurs et le grand nombre de mesures effectuées dans un même gaz, ces rectangles se chevaucheront et les figures seront illisibles.

C'est pourquoi nous avons préféré porter en abscisse les carrés des tensions V . Le point représentant le résultat d'une mesure de ΔP_{ex} est alors situé au milieu d'un

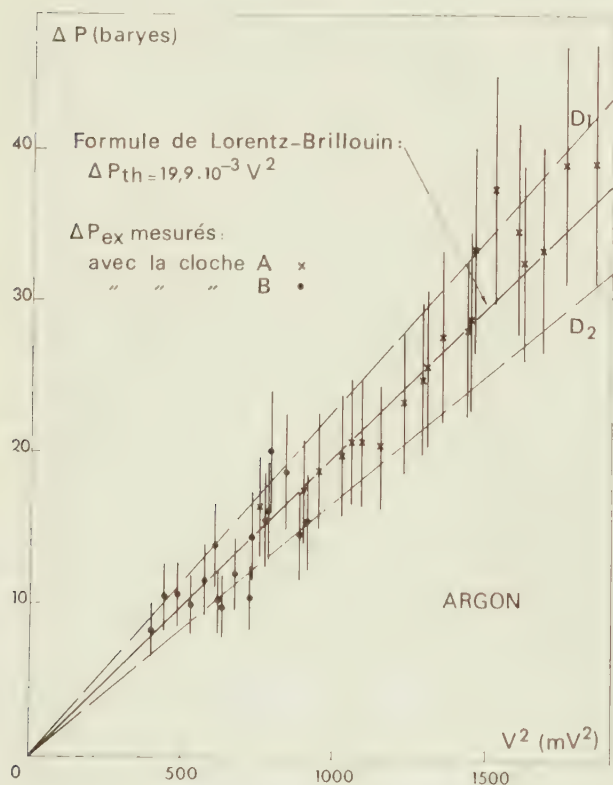


FIG. 23.

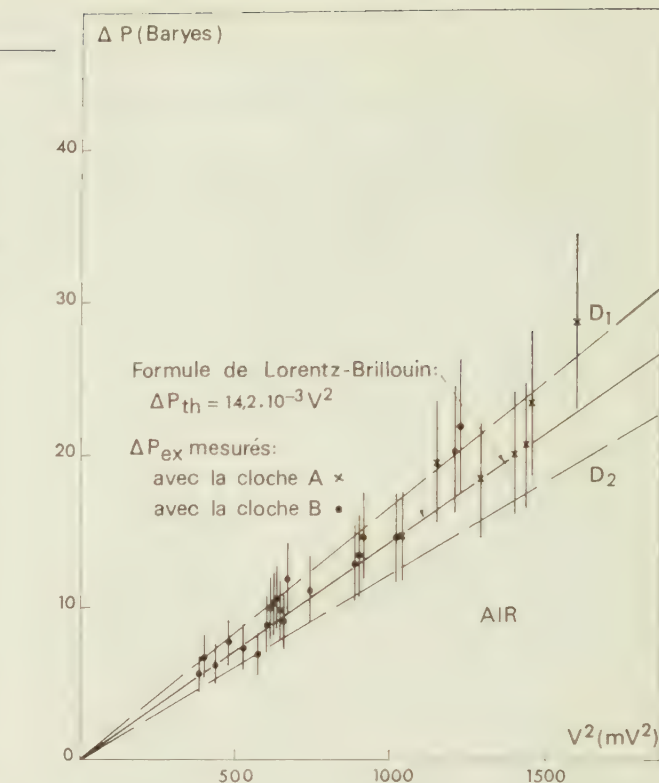


FIG. 24.

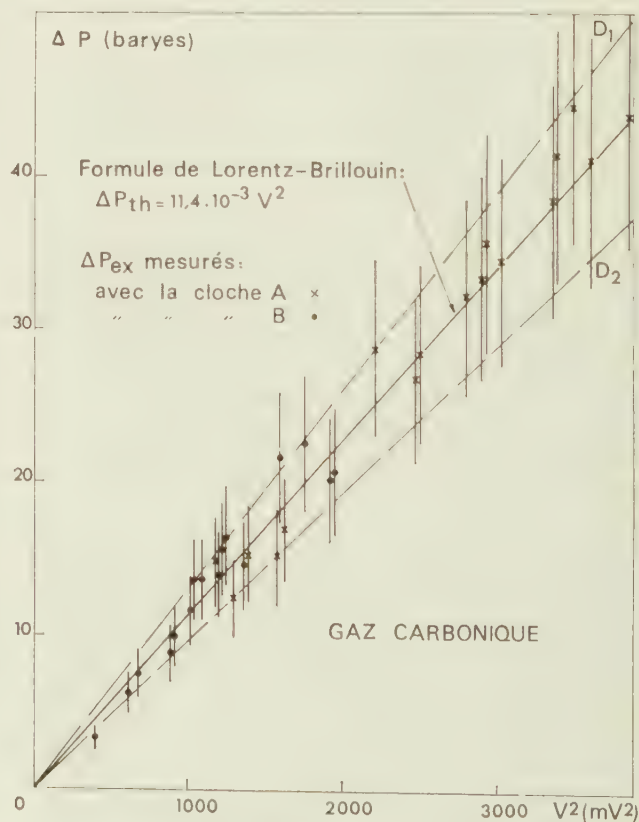


FIG. 25.

(*) La plupart de ces résultats ont déjà été présentés, très succinctement, dans deux notes à l'Académie des Sciences [14].

segment de droite vertical très fin (car l'erreur commise en mesurant V est négligeable) et dont la hauteur est égale au double de l'erreur absolue qui affecte ΔP_{ex} (soit $2 \times 0,20 \cdot \Delta P_{\text{ex}}$) ; les graphiques sont ainsi beaucoup plus clairs, comme le montrent les figures 23, 24 et 25. Par contre, nous ne connaissons plus avec précision la pente de la droite qui traduit la formule de Lorentz-

Brillouin car l'erreur relative qui affecte les coefficients numériques des relations (14) est égale à 15 p. 100 ; il nous faut alors tracer, de part et d'autre de la droite (en trait plein) qui représente la relation (14) (de la forme $\Delta P_{\text{th}} = kV^2$), deux droites D_1 et D_2 dont les pentes sont respectivement égales à 1,15 k et 0,85 k .

CONCLUSIONS

L'examen des figures 23, 24 et 25 conduit immédiatement aux deux constatations suivantes :

1° Les points représentant les valeurs expérimentales ΔP_{ex} en fonction de V^2 sont assez dispersés ; cela est évidemment dû au fait que les principales erreurs (fluctuations de la pression atmosphérique, déplacements très rapides de l'organe indicateur du micro-manomètre) que l'on peut commettre dans la détermination de la déviation $d\eta$ sont accidentelles.

2° Ces mêmes points suivent néanmoins assez bien, dans l'ensemble, la droite théorique en trait plein ; seuls les points correspondant aux tensions V les plus élevées s'en écartent sensiblement, mais cela est vraisemblablement dû au fait que l'échauffement de la bobine mobile du haut-parleur n'est plus alors, malgré les précautions prises, négligeable. On voit, et c'est l'essentiel, que tous les segments de droites verticaux coupent l'une au moins des deux droites D_1 et D_2 ; bien plus, presque tous (34 sur 39 pour l'argon, 25 sur 27 pour l'air, 32 sur 33 pour le gaz carbonique) coupent la droite en trait plein qui traduit la relation (14).

Nous avons consigné, dans le tableau ci-dessous, les valeurs moyennes de la quantité $\Delta P_{\text{ex}}/V^2$ et leurs écarts relatifs avec la valeur théorique $\Delta P_{\text{th}}/V^2$ (égale à $19,9 \cdot 10^{-3}$ baryes/mV² pour l'argon, $14,2 \cdot 10^{-3}$ pour l'air, $11,4 \cdot 10^{-3}$ pour le gaz carbonique) :

Cloche	Argon	Air	CO ₂
A	$20,7 \cdot 10^{-3}$ + 4 p. 100	$15,4 \cdot 10^{-3}$ + 8 p. 100	$11,5 \cdot 10^{-3}$ + 1 p. 100
B	$19,7 \cdot 10^{-3}$ - 1 p. 100	$15,4 \cdot 10^{-3}$ + 8 p. 100	$11,5 \cdot 10^{-3}$ + 1 p. 100

On constate que ces écarts sont faibles (excepté pour l'air, mais cela peut s'expliquer par le fait que c'est dans ce gaz qu'il est le plus difficile d'obtenir des intensités acoustiques élevées et qu'il faut alors, même pour les V les plus faibles, fournir au haut-parleur une puissance électrique importante) ; les points expérimentaux sont donc également distribués de part et d'autre des droites en traits pleins.

D'autre part, les écarts ne varient pas de façon systématique d'une cloche à l'autre (pour un gaz donné) et ne sont pas nettement plus grands dans l'argon que dans le gaz carbonique ; il apparaît ainsi que l'erreur, qui pourrait provenir du fait que le gaz contenu dans le dispositif n'évolue pas de manière rigoureusement isotherme, est négligeable devant les autres causes d'erreurs.

Il est donc permis de conclure cette étude en disant que les résultats des mesures du terme isotrope de la tension de radiation acoustique effectuées dans l'argon, l'air et le gaz carbonique, vérifient la formule de Lorentz-Brillouin de façon satisfaisante.

Les principales erreurs que nous avons pu commettre sont dues à l'imprécision de l'étalonnage du microphone (erreur relative de 15 p. 100), aux phénomènes thermiques dans la bobine du haut-parleur et aux fluctuations de la pression atmosphérique (erreur relative de 15 p. 100). Il nous reste à voir s'il serait possible de les réduire, et dans quelle mesure.

Étalonnage du microphone. — A plusieurs reprises, nous avons insisté sur le fait qu'il est impossible, avec les méthodes d'étalonnage existant actuellement, de déterminer la sensibilité absolue E d'un microphone spécial à moins de 0,6 dB près. L'utilisation d'un microphone ordinaire permettrait peut-être d'améliorer légèrement la précision, mais cela compliquerait le dispositif et, en tout cas, il sera impossible de déterminer ΔP_{th} à moins de 10 p. 100 près.

Phénomènes thermiques dans la bobine du haut-parleur. — Les phénomènes thermiques qui se manifestent dans la bobine du haut-parleur pourraient être réduits :

a) en utilisant un haut-parleur spécial dont la bobine serait constituée par un fil de grande section (cet appareil est, apparemment, aisément réalisable) ;

b) en augmentant le volume de la cuve car, pour une puissance calorifique dissipée donnée, l'augmentation de pression est d'autant plus faible que la masse de gaz est plus grande. Cependant, les fluctuations de la pression atmosphérique seront alors enregistrées encore plus nettement et il faudra donc améliorer l'efficacité du dispositif de protection.

Cependant, il est certain que ces deux modifications n'apporteront qu'une légère amélioration et il est préférable de chercher la solution dans le choix du type de micromanomètre. Il est évident que la séparation des variations de pression produites par l'échauffement de la bobine et celles dues au terme isotrope serait encore plus nette (et la détermination de $d\eta$ plus précise) si l'on utilisait un manomètre plus rapide. La solution idéale serait de disposer d'un capteur de pression (par exemple du type capacitif) qui, tel un microphone, traduise les variations de pression en variations de tension électrique, lesquelles pourraient être alors enregistrées ; nous relèverions ainsi les courbes $\eta(t)$ (et non plus quelques points discrets) et il serait alors possible, sans aucun doute, de déterminer $d\eta$ avec une précision bien supérieure à celle que nous avons obtenue. Malheureusement, les capteurs de pression que l'on possède actuellement ne sont pas aussi sensibles que les micromanomètres classiques dont nous avons parlé dans le paragraphe II.2 (deuxième partie) ; ces appareils suscitent néanmoins des recherches (capteur capacitif et adaptateur à modulation de fréquence qui transmet la fréquence zéro) et il est permis de penser qu'il en existera bientôt qui conviendront très bien à la mesure de ΔP_{ex} .

Fluctuations de la pression atmosphérique. —

Nous avons vu qu'il est très difficile de protéger un micromanomètre classique contre les fluctuations de la pression atmosphérique ; cela est dû au fait que la sou-

plesse Ω_0 de tous ces appareils est très élevée et que le volume de la caisse protectrice (étanche et indéformable) doit, par conséquent, être très grand. Au contraire, la souplesse du capteur de pression électrostatique dont nous parlions à l'instant est extrêmement petite (la paroi déformable, une membrane métallique qui constitue l'une des armatures d'un condensateur, est fortement tendue et se déforme très peu sous l'action d'une différence de pression) ; il serait alors très facile de protéger parfaitement cet appareil contre les perturbations extérieures (caisse protectrice de petit volume) et la précision de la détermination de $d\eta$ serait améliorée d'environ 10 p. 100. En outre, l'étalonnage de ce capteur par la méthode expérimentale directe ne présenterait plus alors de difficulté (la sensibilité effective Γ_e d'un tel appareil est d'ailleurs très sensiblement égale à sa sensibilité absolue Γ_0 puisque $\Omega_0 \sim 0$ et $v_0 \ll V_0$).

En résumé, l'erreur qui affecte la mesure de ΔP_{ex} semble pouvoir être notablement réduite (plus de la moitié) ; par contre, on ne peut espérer, actuellement, améliorer la précision de la mesure de ΔP_{th} . Dans ces conditions, il n'est pas absurde de penser que le dispositif d'étude du terme isotrope pourrait être utilisé pour étalonner les microphones spéciaux ; cette méthode présenterait d'étroites analogies avec celle du disque de Rayleigh (mesure d'une des composantes — isotrope pour la première méthode, anisotrope pour la seconde — de l'effort moyen exercé par une onde élastique stationnaire plane).

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) Lord RAYLEIGH. — *Phil. Mag.*, 1902, **3**, 338 ; 1905, **10**, 364.
- (2) H. A. LORENTZ. — *Proc. Roy. Acad.*, Amsterdam, 1917, **19**, 1324.
- (3) L. BRILLOUIN. — *Journal de Physique*, 1925, **6**, 337 ; *Ann. Physique*, X, 1926, **4**, 528 ; *Revue d'acoustique*, 1936, **5**, 99 ; *Les tenseurs en mécanique et en élasticité*, Masson, Paris, 1949, 284-304 ; Compte rendu du colloque d'acoustique de 1955. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 3.
- (4) R. LUCAS. — Compte rendu du colloque d'acoustique de 1955. *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 19.
- (5) E. FUBINI-CHIRON. — *Revue d'acoustique*, 1937, **5**, 69.
- (6) P. WESTERVELT. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 319.
- (7) F. E. BORGNIS. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 653.
- (8) E. J. POST. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1953, **25**, 55.
- (9) P. BIQUARD. — *Revue d'acoustique*, 1939, **8**, 130.
- (10) J. GRUNENWALDT. — *Cahiers d'acoustique*, 1948, **1**, 203.
- (11) L. V. KING. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **153**, 17.
- (12) R. A. SCOTT. — *Proc. Roy. Soc.*, 1945, **183**, 296.
- (13) S. COSTES. — Les micromanomètres. *Note technique du G. R. A.*, n° 25, Paris, 1945.
- (14) M. MATHIOT. — *C. R. Ac. Sc.*, 1962, **255**, 61 ; 1963, **256**, 1450.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'étude de la propagation des ondes ultra-sonores dans un gaz monoatomique

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 4 mars 1966.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

M. MATHIOT

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Directeur de la Publication : GEORGES MASSON

DÉPÔT LÉGAL : 1966, 2^e TRIMESTRE, N^o D'ORDRE 4256, MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N^o 5258. — 4-1966.



Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 14^e Série - Tome 1^{er}, 1966